第 40 卷　第 2 期
2022 年 6 月

天 文 学 进 展
PROGRESS IN ASTRONOMY

Vol. 40,　No. 2
June., 2022

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2022.02.01

日冕物质抛射三维重构方法研究进展

赵星梅[1,2]，封　莉[3]，宋红强[4]，林　隽[1,2,5]

(1. 中国科学院 云南天文台，昆明 650216；　2. 中国科学院大学，北京 100049；　3. 中国科学院 紫金山天文台，南京 210023；　4. 山东大学 空间科学研究院，威海 264209；　5. 中国科学院 天文大科学中心，北京 100012)

摘要： 日冕物质抛射 (CME) 是从太阳抛出的大尺度磁化等离子体团，携带大量磁通量和等离子体进入行星际空间。进入行星际空间的 CME 也被称为行星际 CME (简称 ICME)，当它朝向地球运动并传播至地球附近时，会与磁层相互作用产生地磁暴和其他空间天气现象。现有观测结果提供的二维数据不能完整描述 CME 的真实磁场结构和等离子体分布。为了更好地预测 ICME 到达地球的时间以及对地球和周边环境可能产生的影响，需要了解 CME 的三维结构和速度的 3 个分量。介绍了根据现有的成像观测结果对 CME 进行三维重构的方法，包括基于日冕仪数据和日球成像数据的两类重构方法以及与 CME 成像重构关联度较高的 CME 驱动激波的三维重构方法。每种方法适合不同特点的 CME 事件，也有各自的局限性和需要满足的约束条件。我们对比了几种不同重构方法获得的结果，发现这些方法对 CME 的传播速度和传播角度的估算结果都比较接近，说明这些方法的可靠性高。最后对 CME 三维重构的热点问题和发展趋势进行了讨论。

关　键　词： 日冕；日冕物质抛射；三维重构

中图分类号： P182.6　　　　**文献标识码：** A

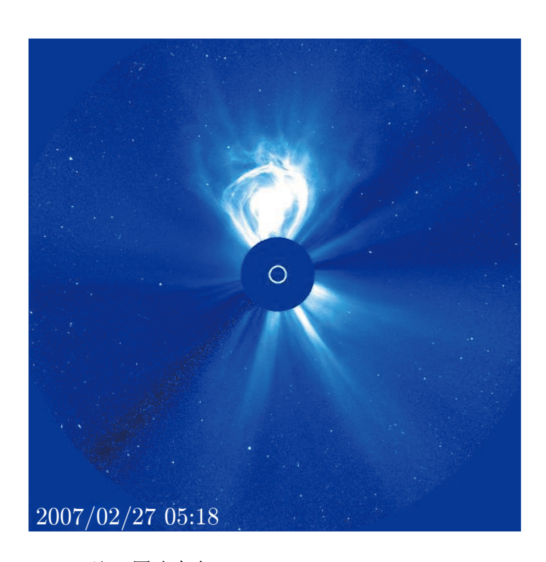
1　引　言

日冕物质抛射 (coronal mass ejection, CME) 是日冕大尺度磁场结构的平衡遭到破坏的产物，一部分磁化等离子体 (10^{16} g) 携带大量磁通量 ($10^{21}\sim10^{22}$ Mx) 在短时间内被高速向外抛出，并释放出大量的能量 (10^{25} J)。CME 的速度一般在 200 ～ 3 000 km/s 之间，平均速度大约是 500 km/s[1]。CME 有云状、扇状和泡环状等多种形状。其中最典型的 CME 拥有三分量结构，包括一个明亮的前沿、一个暗腔和一个亮核[2]。图 1 为太阳和日球

收稿日期： 2021-11-08；　**修回日期：** 2022-02-15

资助项目： 中国科学院先导专项 (A 类) (XDA17040507)；国家自然科学基金 (11933009)；中国科学院前沿科学重点研究项目 (QYZDJ-SSWSLH012)；云南省“高层次人才培养支持计划－云岭学者”专项和云南省“高层次人才培养支持计划－林隽科学家工作室”专项共同资助

通讯作者： 林隽，jlin@ynao.ac.cn



注：图片来自 SOHO/LASCO/C3。

图 1 CME 典型“三分量”结构

天文台 (SOHO)[3]上搭载的大角度分光日冕仪 (LASCO) [4] 观测到的具有“三分量”结构的 CME。这种结构经常被观测到，但是目前得到的可见光波段的观测结果都是三维结构在二维平面的投影，而从不同角度获得的投影结果是不同的，所以目前对于 CME 三分量的真实三维结构还不是很清楚。由于 CME 是来自太阳的大尺度磁化等离子体结构，在行星际空间中传播时会对周围环境产生剧烈的扰动。当这些裹挟着等离子体的磁场结构到达地球时，会与地磁层相互作用，产生极光，引发地磁暴 (目前认为最严重的地磁扰动是由 CME 引起)，对地球周围环境 (即空间天气) 产生扰动，以及对我们的通信系统、电力系统、高空飞机，甚至输油管道造成损害，同时会损坏航天设备并威胁宇航员的生命安全。因此它在太阳物理以及空间科学领域中都是非常重要的研究课题。

由于地面观测受时间、天气和观测波段的限制，通常使用空间设备对 CME 进行观测。SOHO 卫星[3]是迄今为止观测到 CME 最多的空间观测设备，它位于第一拉格朗日点 (L1) 附近，可以对太阳进行 24 h 不间断的观测。SOHO 所携带的 LASCO/C2 和 C3 日冕仪[4]可以对太阳周边 2.0 $R_\odot \sim 30$ $R_\odot$ 范围内的区域进行观测 (这里 $R_\odot$ 代表太阳半径)，但这些仪器只能从一个角度对 CME 进行观测。2006 年，日地关系天文台 (STEREO)[5] 飞船发射成功，它包括 A, B 两艘完全一样的飞船和载荷，一个在地球前面，一个在地球后面绕太阳运动，与太阳的距离分别是 0.9 AU 和 1.1 AU (这个距离是可变的)，其实质是两颗人造行星。STEREO-A 和 STEREO-B 的分离角度每年大约以 45° 增加，其中所携带的 SECCHI[6]仪器包括两个白光日冕仪 (COR1, COR2)、一个极紫外成像仪 (EUVI) 和两个日球成像仪 (HI)，主要任务是从不同角度获得 CME 的图像。其中日球成像仪可以对内日球层的 ICME 进行成像观测[7]。但这些日冕仪或者日球成像仪都只能获得 CME 三维结构在天空平面的二维投影，不能完全反映 CME 三维结构，要获得 CME 的完整几何信息，我们需要根据这些图像和相关信息，加上合理假设，还原出 CME 三维结构。这一过程被称为 CME 的三维重构。

根据使用的观测数据大致将 CME 成像重构方法分为两类：基于日冕仪观测的重构和基于日球成像仪观测的重构。这些方法通过使用不同的观测数据进行三维重构，得到的三维参数也不尽相同。基于日冕仪和日球成像仪的观测可以得到 CME 的三维形态和等离子体分布情况。我们将在第 2 章详细介绍不同的 CME 成像重构方法，在第 3 章简单介绍两种 CME 驱动激波的重构方法，在第 4 章对其中一些 CME 成像重构方法的特点和适用范围进行对比和深化讨论，然后在第 5 章对本工作进行总结，并对将来的工作进行展望。

2　CME 成像重构方法

CME 具有非常复杂的动态结构，并处于高度动态的运动过程当中，其形态和大小各有不同，有膨胀的泡环状、“三分量”结构、扇形结构等。在行星际空间的传播过程中，大多数 CME/ICME 都表现为巨大的磁通量绳。要理解并最终预测太阳爆发，就必须清楚地了解 CME 爆发前的磁通量绳内部结构。这里，磁通量绳是指磁力线螺旋缠绕形成的磁场结构。这样的结构既可以在爆发之前存在，也可能在爆发过程中形成。一般认为爆发前存在的磁通量绳是在对流区形成，然后因 Parker 不稳定性从对流区上浮至光球和色球，最终进入日冕；或者因日冕磁结构在光球足点的剪切和汇聚运动，驱动磁重联在足点发生，将原先简单连结的磁拱转变为具有螺旋结构的复杂磁场位形，如暗条 (或日珥) 和爆发前经常可以观测到的 S 型磁结构等[8]。爆发过程中形成的磁通量绳，是因为剪切磁拱在向外膨胀的过程中，其后方形成的电流片中发生的磁重联将剪切磁拱转化为螺旋缠绕的磁结构所致。在实际的日冕磁结构当中，剪切磁拱和磁通量绳完全可能同时存在[9]。

无论哪种情况，CME 的磁结构本质上都是一个大尺度的磁通量绳，其两端连接在太阳上，中部可以延伸到很远的行星际空间[10] (如图 2 所示)。

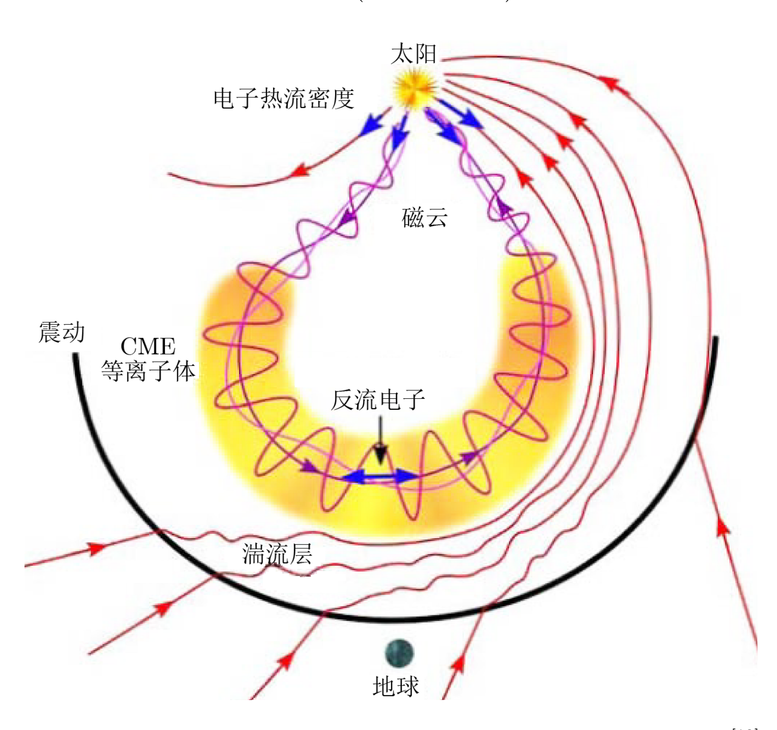


图 2　行星际日冕物质抛射在行星际空间传播过程中的结构示意图[10]

CME/ICME 在行星际空间中传播时，随着与太阳距离的增加而膨胀[11, 12]；同时 CME/ICME 在传播过程中受到太阳风或者其他结构的作用还会发生偏转和形变。Isavnin[13] 模拟了 CME 磁绳的完整传播过程及其在太阳风中发生的变形，表明 CME 的内部磁场结构在

其传播过程中也会因其形变而发生变化。CME/ICME 对空间环境的影响与其在特定位置的磁场结构直接相关，而磁场结构又取决于 CME 的整体三维几何和形态结构。因此，根据观测数据对 CME 进行正确的三维重构对于建立可靠的空间天气预报来说非常重要。

2.1 基于日冕仪观测数据的重建

2.1.1 圆锥模型方法

Zhao 等人[14]提出了一个圆锥模型 (cone model) 来估算三维晕状 CME 的几何结构和运动特性。在圆锥模型中，CME 被描述为流体动力学等离子体，其特征是一个球形的自相似膨胀结构，即具有恒定的角宽、传播方向和速度。尽管在抛射的等离子体内部缺少磁场结构，使得圆锥形模型无法可靠地预测 CME 在地球或其他空间位置的磁场，但是这个模型已经成功地用于预测 CME 是否到达地球以及到达地球的时刻[15]。

圆锥模型基于三个假设：(1) CME 在径向方向上以几乎恒定的角宽度通过日冕；(2) 晕状 CME 的源区位置在相应的活动区附近，并且在太阳中心；(3) CME 的整体速度是径向的，膨胀是各向同性的。另外圆锥模型选取了一个日心坐标系 $(x_{\rm h}, y_{\rm h}, z_{\rm h})$，其中 $z_{\rm h}$ 指向地球，$y_{\rm h}$ 指向北，而 $x_{\rm h}$-$y_{\rm h}$ 平面定义了天空平面；再建立一个以圆锥顶点为中心的右圆锥和相应的坐标系 $(x_{\rm c}, y_{\rm c}, z_{\rm c})$，其中 $x_{\rm c}$ 沿着圆锥的对称轴，而 $y_{\rm c}$-$z_{\rm c}$ 平面平行于圆锥的底面。日心坐标系中的 (ϕ, λ) 定义了圆锥的方向，(ϕ, λ) 是圆锥中轴相对于黄道平面的经度和纬度角，而圆锥的角宽度定义为 2ω (如图 3 所示)。

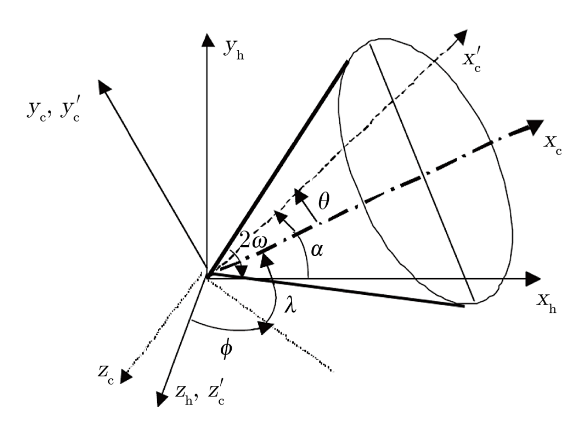


图 3 圆锥模型的拓扑结构和坐标系变换[16]

由于这个方法需要的计算资源大，且模型对 LASCO 图像的拟合会导致结果的不确定性。所以 Xie 等人[16]对 Zhao 等人[14]的圆锥模型进行了改进，以降低计算量并确定晕状 CME 的实际速度、角宽度和传播方向。

为了更好地从观测者的角度 (即日心坐标系中) 描述圆锥的方向和传播过程，需要将圆锥坐标系变换到日心坐标系。为此，他们引入了一个过渡坐标系 $(x'_{\rm c}, y'_{\rm c}, z'_{\rm c})$ (如图 3 所示)。这三个坐标系的关系如下：首先，将轴 $x_{\rm h}$ 和 $y_{\rm h}$ 逆时针绕轴 $z_{\rm h}$ 转动角度 α，让轴 $x_{\rm h}$ 和轴 $x'_{\rm c}$ 重合，轴 $y_{\rm h}$ 和轴 $y'_{\rm c}$ 重合；然后将轴 $z'_{\rm c}(z_{\rm h})$ 和轴 $x'_{\rm c}$ 顺时针绕轴 $y_{\rm c}(y'_{\rm c})$ 转动角度 θ 让轴 $z'_{\rm c}$ 与 $z_{\rm c}$ 重合，轴 $x'_{\rm c}$ 和 $x_{\rm c}$ 重合。这样就实现了日心坐标系到圆锥坐标系的变换，反之亦然[16]。

下面介绍圆锥模型的相关参数，在锥坐标系 (x_c, y_c, z_c)中，x_c 与圆锥的轴重合，r 是圆锥的母线，距离 r 处的圆锥截面 (如图 3 中的圆所示) 可表示为：

$$\begin{cases} x_c = r\cos\omega \\ y_c = r\sin\omega\cos\delta \\ z_c = r\sin\omega\sin\delta \end{cases} , \tag{1}$$

其中，$\delta = \tan^{-1}(z_c/y_c)$ 为圆锥横截面中的方位角。将式 (1) 转换到锥模型圆截面在平面 x'_c-y'_c (即天空平面) 上的投影方程：

$$\left(\frac{x'_c - h}{a}\right)^2 + \left(\frac{y'_c}{b}\right)^2 = 1 \quad , \tag{2}$$

其中

$$\begin{cases} h = r\cos\omega\cos\theta \\ a = r\sin\omega\sin\theta \\ b = r\sin\omega \end{cases} . \tag{3}$$

而且式 (3) 可以改写为：

$$\begin{cases} \sin\theta = \dfrac{a}{b} \ , \quad \theta = \sin^{-1}\left(\dfrac{a}{b}\right) \\ \tan\omega = \left(\dfrac{b}{h}\right)\cos\theta \ , \quad \omega = \tan^{-1}\left(\dfrac{b}{h}\cos\theta\right) \end{cases} . \tag{4}$$

式 (2) 为投影在天空平面上的截面的椭圆方程 (见图 4)，参数 a, b, h 分别为其短轴、长轴及其中心在日心系统中的原点位移，可通过 SOHO-LASCO-C2 和 C3 图像来确定。由于图像大小为 512 pixel 对应于两极和赤道处的 30 $R_\odot$，所以 Xie 等人[16]将 C3 视场限制在 30 $R_\odot$ 以内，而且 a, b, h 和 α 可以根据图 4 所示的几何结构计算。

传统的经度 ϕ 和纬度 λ 由式 (5) 计算：

$$\begin{aligned} \lambda &= \tan^{-1}\left(\frac{\cos\theta\sin\alpha}{\cos^2\theta\cos^2\alpha + \sin^2\theta}\right) , \\ \phi &= \tan^{-1}\left(\frac{\cos\theta\cos\alpha}{\sin\theta}\right) . \end{aligned} \tag{5}$$

因此，式 (4) 和 (5) 决定了圆锥的方向与角宽度，图 5 给出了利用圆锥模型重构的晕状 CME。

如果 $a = b$, $h = 0$，则 $\cos\theta = 0$。在这种情况下，解是简并的，因为角宽度 ω 的解不是唯一的。当圆锥形 CME 的方向与视线平行时，就会发生这种情况。这就与 Zhao 等人[14]遇到的情况相同，这时 V_{rad} 由于几何原因无法得到，所以 Xie 等人[16]使用经验公式

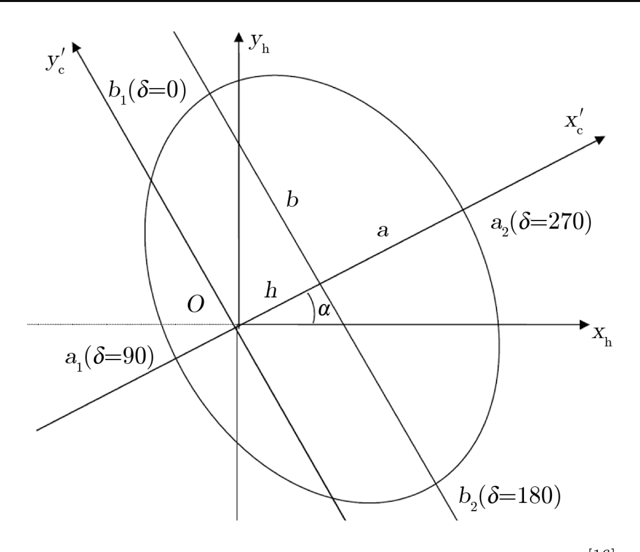


图 4 圆锥模型的圆形截面在天空平面上的椭圆投影[16]

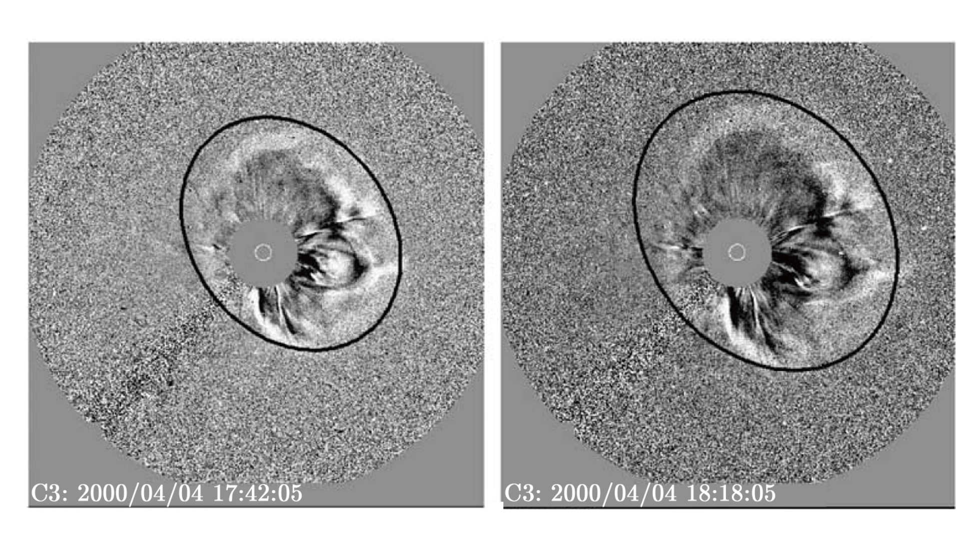


图 5 圆锥模型重构的晕状 CME (黑色圆圈) 和 LASCO 在 2000 年 4 月 4 日事件中的图像的对比[16]

$V_{\rm rad} = 0.88V_{\rm exp}$[17]来弥补这一不足。

利用式 (2) 和 (5) 得到 CME 的实际径向速度 V_r 与投影速度 $V_{x_c'}$ 和 $V_{y_c'}$ 之间的关系：

$$\begin{cases} V_{x_c'}' = \dfrac{{\rm d}x_c'}{{\rm d}t} = \dfrac{{\rm d}r}{{\rm d}t}(\cos\omega\cos\theta - \sin\omega\sin\theta\sin\delta) \\ V_{y_c'} = \dfrac{{\rm d}y_c'}{{\rm d}t} = \dfrac{{\rm d}r}{{\rm d}t}\sin\omega\cos\delta \end{cases} . \tag{6}$$

因此

$$\begin{cases} V_r = \dfrac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t} = \dfrac{V_{x'_c}}{\cos\omega\cos\theta - \sin\omega\sin\theta\sin\delta} \\ V_r = \dfrac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t} = \dfrac{V_{y'_c}}{\sin\omega\cos\delta} \end{cases} . \tag{7}$$

同理，可得 CME 实际径向速度 V_r 与投影速度 V_{x_h}, V_{y_h} 之间的关系为：

$$\begin{cases} V_r = \dfrac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t} = \dfrac{V_{x_h}}{\cos\omega\cos\theta - \sin\omega\sin\alpha\cos\delta - \sin\theta\cos\alpha\sin\omega\sin\delta} \\ V_r = \dfrac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t} = \dfrac{V_{y_h}}{\cos\omega\cos\theta\sin\alpha + \sin\omega\cos\alpha\cos\delta - \sin\theta\sin\alpha\sin\omega\sin\alpha} \end{cases} , \tag{8}$$

这里 V_{x_h}, V_{y_h}, $V_{x'_c}$ 和 $V_{y'_c}$ 是天空平面中的观测速度沿轴 x_h, y_h, x'_c 和 y'_c 的投影速度分量。式 (7) 和 (8) 都可以计算实际径向速度，通过比较 (7) 或 (8) 在不同 δ (PA) 下的结果，可以检验锥模型是否有效。位置角 δ 在锥坐标系下定义为 $\delta = \tan^{-1}(z_c/y_c)$，极角 (PA) 在 LASCO 的天空平面中定义为 $PA = -\tan^{-1}(x_h/y_h)$，PA 和 δ 对于每个事件都有一个复杂而独特的变换关系：

$$\begin{aligned} PA &= -\tan^{-1}\left(\frac{x_h}{y_h}\right) = \\ & -\tan^{-1}\left(\frac{\cos\theta\cos\alpha\cot\omega/\cos\delta - \sin\alpha - \sin\theta\cos\alpha\tan\delta}{\cos\theta\sin\alpha\cot\omega/\cos\delta + \cos\alpha - \sin\theta\sin\alpha\tan\delta}\right) . \end{aligned}$$

不同事件的 PA 与方位角 δ 的关系取决于锥的三个自由参数，即 ω, α 和 θ。Xie 等人[16]利用 CME 的实际径向速度，对快速晕状 CME 和慢速晕状 CME 的传播时间分别进行了估算，结果发现基于模型获得的结果与观测结果吻合得很好。

圆锥模型方法提高了建模的精度和效率。这是首次使用日冕仪数据定量地确定晕状 CME 的实际速度、角宽度和源区位置。这些参数在空间天气模拟中至关重要。锥模型在使用中仍然存在一些不确定性，比如 CME 传播时间的预测精度依赖于 CME 的实际速度和加速度的测量，而速度由观测到的 CME 在不同时刻的位置推导出来，加速度则由推导出来的速度进一步推导出来的；另外，这些观测与推导只能在距离日心 30 $R_\odot$ (LASCO/C3 视场)的范围内进行测量，CME 出了这个距离范围之后就无法测量了。其次，圆锥模型需要的计算资源很大，且模型对 LASCO 图像的拟合会导致结果的不确定性，Xie 等人[16] 改进了此方法，降低了计算量并确定了 CME 的实际速度、角速度和传播方向。

2.1.2　偏振比方法

偏振比 (polarization ratio, PR) 方法是 Moran 和 Davila[18] 首先提出，将 LASCO-C2 的偏振观测数据转化为与天空平面 (POS) 的三维距离。后来 Dere 等人[19]利用高时间分辨率 (1 h) 的 LASCO 偏振测量对 PR 方法进行了验证，获得了清晰的 CME 结构。Mierla 等人[20]和 Moran 等人[21]将该方法应用于 STEREO 日冕仪的偏振观测，证明利用偏振效应可以重构三维 CME。Dai 等人[22] 利用 PR 方法计算了 CME 的三维质量，改进了传统 CME

质量的计算方法，获得了更精确的 CME 质量。Lu 等人[23]将 PR 方法与 GCS 方法相结合，提出了一种新的 GCS-PR 方法来获取从地球单一角度观测到的 CME 三维参数。

日冕的白光辐射来自自由电子对光球辐射的散射，因此，日冕的光信号是偏振的。我们可以从具有不同偏振态的辐射强度比中估算出有效散射角，再利用该散射角计算出与天空平面的距离。PR 方法的物理原理是汤姆孙散射，其散射截面取决于散射方向与电场矢量之间的夹角。从光球发出的光是没有偏振的，它可以分解成两个相等且相互垂直的分量，一个垂直于散射面，强度为 $I_{\rm tan}$，另一个平行于散射面，强度为 $I_{\rm rad}$。根据汤姆孙散射理论，$I_{\rm tan}$ 与散射角 χ 无关，$I_{\rm rad}$ 正比于 $\sin^2\chi$。偏振亮度 $I_{\rm pol}$、总亮度 $I_{\rm tot}$ 和偏振度 P 定义为[23]：

$$I_{\rm pol} = I_{\rm tan} - I_{\rm rad} \quad , \tag{9}$$

$$I_{\rm tot} = I_{\rm tan} + I_{\rm rad} = 2I_{\rm tan} - I_{\rm pol} \quad , \tag{10}$$

$$P = \frac{I_{\rm pol}}{I_{\rm tot}} \quad , \tag{11}$$

$$I_{\rm tan} = \frac{\pi\sigma_{\rm e}}{2} I_0 \int_0^{\infty} {\rm d}z N_{\rm e}(\rho, z)[(1-u)C + uD] \quad , \tag{12}$$

$$I_{\rm pol} = \frac{\pi\sigma_{\rm e}}{2} I_0 \int_0^{\infty} {\rm d}z N_{\rm e}(\rho, z)[(1-u)A + uB]\sin^2\chi \quad , \tag{13}$$

其中，I_0 是太阳圆面中心的强度，$\sigma_{\rm e}$ 是汤姆孙散射截面，u是临边昏暗系数 (Dai 等人[22]取 $u = 0.63$)，$N_{\rm e}$ 是电子密度，ρ 是沿天空平面的投影距离 (见图 6)，z 是散射点沿视线方向与天空平面的距离；ω 是散射点在太阳圆盘上所张的半角，A, B, C, D 是 van de Hulst 系数[24]：

$$A(r) = \cos\Omega(r)\sin^2\Omega(r) \quad , \tag{14}$$

$$B(r) = -\frac{1}{8}\left\{1 - 3\sin^2\Omega(r) - \frac{\cos^2\Omega(r)}{\sin\Omega(r)} \times [1 + 3\sin^2\Omega(r)] \times \ln\left[\frac{1+\sin\Omega(r)}{\cos\Omega(r)}\right]\right\} \quad , \tag{15}$$

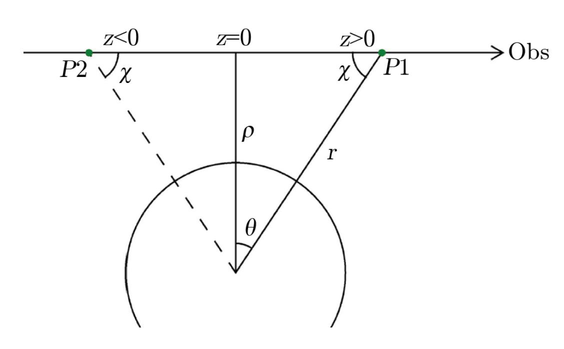
$$C(r) = \frac{4}{3} - \cos\Omega(r) - \frac{\cos^3\Omega(r)}{3} \quad , \tag{16}$$

$$D(r) = -\frac{1}{8}\left\{5 + \sin^2\Omega(r) - \frac{\cos^2\Omega(r)}{\sin\Omega(r)}[5 - \sin^2\Omega(r)] \times \ln\left[\frac{1+\sin\Omega(r)}{\cos\Omega(r)}\right]\right\} \quad , \tag{17}$$

其中，角 Ω 由 $\sin\Omega(r) = 1/r$ 给出 (r 是以太阳半径 $R_\odot$ 为单位的日心距离，$r^2 = \rho^2 + z^2$)。对于每一条视线，PR 方法假设所有贡献于 $I_{\rm tan}$ 和 $I_{\rm pol}$ 的电子都位于同一个位置 (ρ_0, z_0) (如图 6 中的 $P1$ 所示)，称之为等效散射中心；那么在等效散射中心的电子密度为 $N_{\rm e}(\rho_0, z_0)$，而且偏振度 P 可表示为偏振亮度与总亮度的比值：

$$P = \frac{[(1+u)A + uB]\sin^2\chi}{2[(1+u)C + uD] - [(1-u)A + uB]\sin^2\chi} \quad , \tag{18}$$

其中，A, B, C, D 和 χ 都是 ρ_0, z_0 的函数，P 和 ρ_0 可以从观测中得到，求解式 (18) 可以得到散射点在视线方向上与天空平面的距离 z_0。这个方法的缺点是得到的结果只是 z_0^2，等效散射中心与天空平面距离的符号具有不确定性，即等效散射中心可能是在太阳的正面也可能是在背面。我们可以利用另外一个视点的观测结果[23]，或者利用 CME 源区的 EUV 观测图像来确定 z_0 的符号。PR 重构不能得到关于 CME 在视线方向上的分布，提供的信息只是沿视线方向上的 CME 等离子体密度的加权平均[20]。



注：χ 是 $P1$ 处的散射角，z 是散射点沿视线方向与天空平面的距离，ρ 是沿天空平面的投影距离，r 是日心距离。

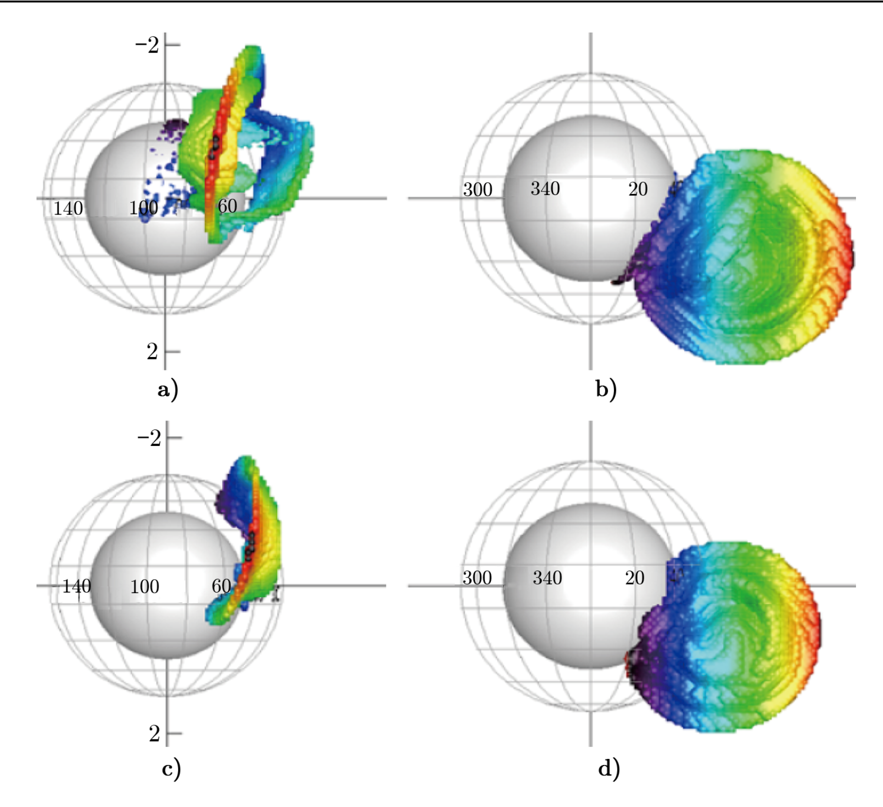
图 6 沿视线方向的汤姆孙散射几何示意图[23]

Mierla 等人[20]利用 PR 方法重构了 2007 年 8 月 31 日的 CME，如图 7 所示：a) 和 b) 表示 PR 方法应用 STEREO-A/COR1 数据的重构结果，c) 和 d) 则表示应用 STEREO-B/COR1 数据的重构结果；a) 和 c) 是侧视图，b) 和 d) 则是正视图。从图 7 可以看出重构出的 CME 只有一个粗糙的外表面，无法提供任何关于 CME 深度层次结构的信息。不过这种方法的优点是只需要单一角度的观测资料就可以进行重构。

2.1.3 优化圆柱壳方法

Thernisien 等人[25]提出的一种磁通量绳正演模拟技术，称为优化圆柱壳方法 (graduated cylindrical shell, GCS)，也称为羊角型方法，是在冰激凌方法[26]的基础上发展起来的。目前冰激凌方法主要应用在晕状 CME 的三维重构，而 GCS 方法假设 CME 的膨胀是自相似的，且源区的中性线和 CME 的角宽度基本不变，对 CME 的形态进行拟合反演。Cremades 和 Bothmer (CB04)[27] 采用锥模型对 124 个 CME 磁通量绳进行了系统研究，分析了其源区特征与 LASCO 观测到的 CME 形态之间的关系，并推导出 CME 的投影效果。Thernisien 等人[25] 基于 CB04 结果对 CME 的三维形态进行重构，获得了 CME 的传播方向和三维传播速度。

GCS 模型中的 CME 形态类似于羊角管，由两部分组成，即磁通量管本身和支撑它的两个锥形腿，腿的两端连接到太阳表面。图 8 是 GCS 模型用到的磁通量绳结构及其空间位置示意图[28]，它有 9 个参数，其中 6 个是自由参数，分别是：(1) CME 的倾角 γ，即相应的暗条或者磁中性线在日面上与相邻纬度线之间的夹角；(2) CME 的半角宽度 α，与暗条或者磁中性线的长度相关，当 $\alpha = 0$ 时，GCS 模型与“冰激凌”模型相同；(3) 磁通量管的高



注：a), c) 为重构结果的侧视图，b), d) 为正视图。a) 和 b) 表示 PR 方法应用 STEREO-A/COR1 数据的重构结果，c) 和 d) 表示应用 STEREO-B/COR1 数据的重构结果。

图 7 PR 方法的重构结果[20]

度即腿的高度 h；(4) 表征磁通量管粗细的参数 κ，定义为磁通量管表面的一点到轴线的垂直距离与其到日心的距离比，即 $\kappa=\sin\delta$；(5) Carrington 坐标系下的 CME 源区的经度 ϕ；(6) Carrington 坐标系下的 CME 源区的纬度 θ。这些参数中，前四个定义了磁通量绳的几何结构，最后两个确定了磁通量绳的源区位置。有关模型几何结构的具体说明见文献 [29]。

通过对上述参数的初始化，首先获得 CME 在天空平面的投影，得到 CME 的三维结构。获得形态拟合之后，再选择高斯拟合函数[25]对 CME 边缘电子密度分布进行假设，即：

$$N_{\rm e}(d)=N_{\rm e}{\rm e}^{\left[-\left(\frac{d-a}{\sigma_s}\right)^2\right]} \quad , \tag{19}$$

其中，

$$\sigma_s=\begin{cases}\sigma_{\rm tailing}(d<a)\\ \sigma_{\rm leadling}(d\geqslant a)\end{cases} \quad , \tag{20}$$

其中，d 是壳层内外任意点到骨架 (图 8 a) 中的虚线) 距离。该函数带来了拟合需要的另外 3 个参数：电子密度 $N_{\rm e}$ ，高斯特征长度 $\sigma_{\rm tailing}$ 和 $\sigma_{\rm leadling}$。该函数可以是非对称高斯分布，电子密度主要位于壳层上，这种不对称性会使模拟结果更符合实际情况。Thernisien 等

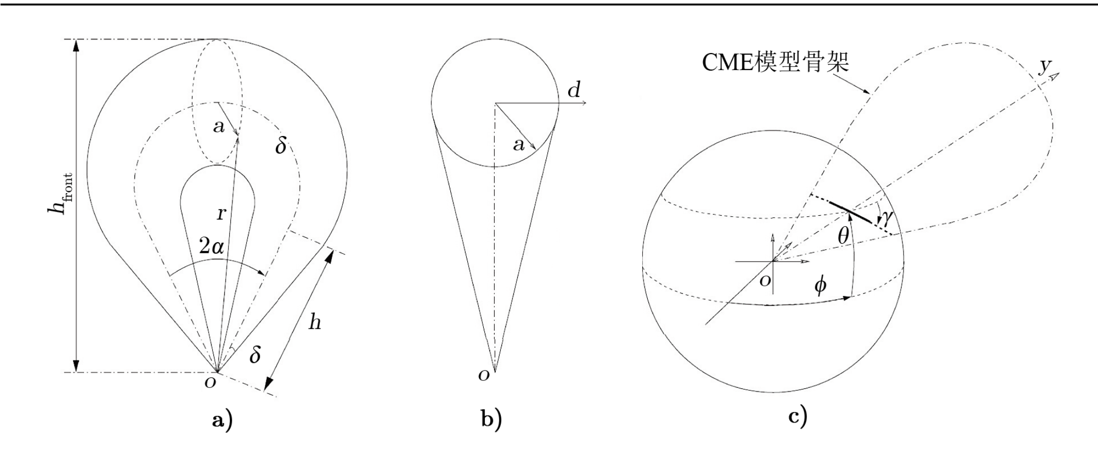


图 8　GCS 模型中磁结构的正面 (图 a))、侧面 (图 b))和空间位置 (图 c)) 示意图[28]

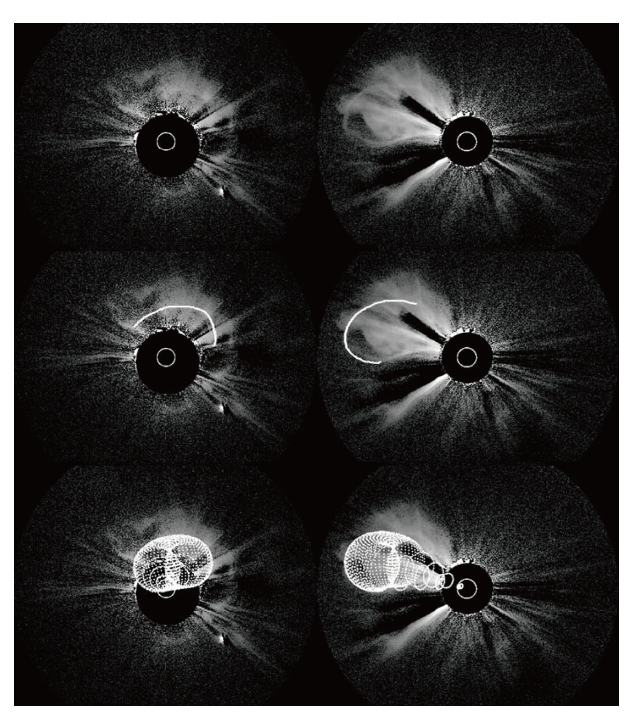
人[28]用此方法重构了 26 个 CME，并与 Colaninno 和 Vourlidas[30]确定的 CME 方向做比较，除了一个晕状 CME 外，其他结果都比较相似，传播方向的差别在 10° 以内。

图 9 展示的是 2008 年 4 月 26 日的一个事件。在 STEREO-A (右) 的视场中 CME 向东传播，而在 STEREO-B (左) 的视场中它以一个晕状 CME 的面目出现。由于 STEREO-A 和 STEREO-B 两个日冕仪的观测角度不同，CME 前沿的表现也不同，所以他们采用了手绘前沿来拟合 GCS 模型 (图 9 第二排)，这个例子的拟合优度高达 83%。然而对于另外一种情况，如图 10 展示的 2007 年 12 月 31 日爆发的三个 CME，尽管 Thernisien 等人[28] 已经将前沿分为两个部分来进行拟合，但由于 CME 的前沿被强烈扭曲，效果仍然很差，最低拟合优度只有 34%。

GCS 模型需要两个不同视点的图像，最适合的观测设备就是 STEREO 卫星，但由于 2014 年 STEREO-B 卫星不工作了，所以目前在使用GCS 模型时一般同时采用 STEREO-A 和 SOHO/LASCO 的数据来进行拟合。这个模型的最大优点是可以提供 CME 的三维初始速度和初始方向。在此基础上 Zhao 等人[31] 采用 Liu 等人[32] 提出的简单解析模型，使得对 CME 的研究不再局限于 1 AU 以内，得到了从太阳附近到 5.34 AU 处的距离和时间的关系。当然 GCS 也有不足之处：它假设 CME 都是羊角形的。很显然，在实际情况中，很多 CME 都不是羊角形的。对 2007 年 12 月 31 日事件的拟合就能说明一些问题。另外，GCS 只能针对单个 CME 进行模拟，难以应付短时间内连续爆发的多个 CME。对连续爆发的 CME 的拟合结果不理想，不能很好地区分不同的 CME[33]。

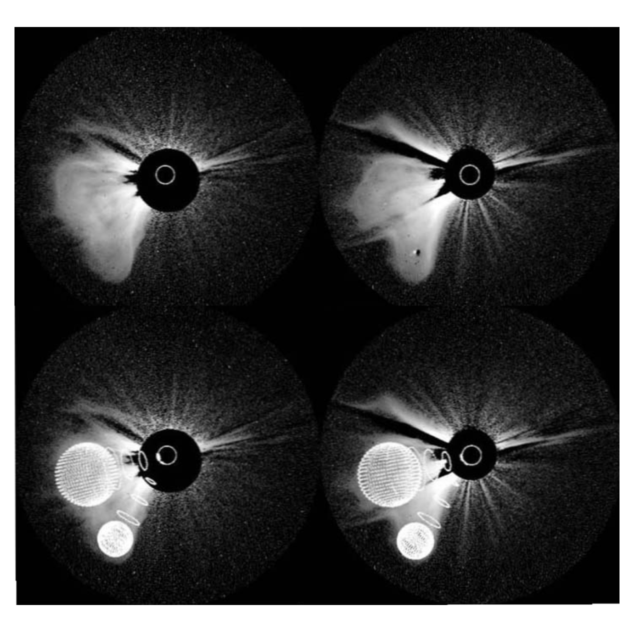
2.1.4　三维日冕磁绳抛射方法

Möstl 等人[34]对太阳风中磁云的重构也广泛应用了 GS 方法，并对磁绳的重建提出了另外一种正向建模的半经验模型，称为三维日冕磁绳抛射模型 (Three-Dimensional Coronal Rope Ejection, 3DCORE)[35]。这是第一个包含行星际传播以及 CME 减速和膨胀的模型，除了可以重构 CME 还可以得到地磁指数 (Dst)。理论研究表明[36]，CME 中的轴向磁场在传播过程中大致守恒，可以提供足够的南向磁场分量，与地球磁层顶中的北向磁场分量发生



注：第一排为 STEREO-B (左) 和 STEREO-A (右) 的观测图像，第二排展示了在观测结果上手绘出的前沿，第三排为利用 GCS 方法重构获得的结果。

图 9 利用 GCS 技术对 2008 年 4 月 26 日爆发的 CME 进行重构的结果[28]

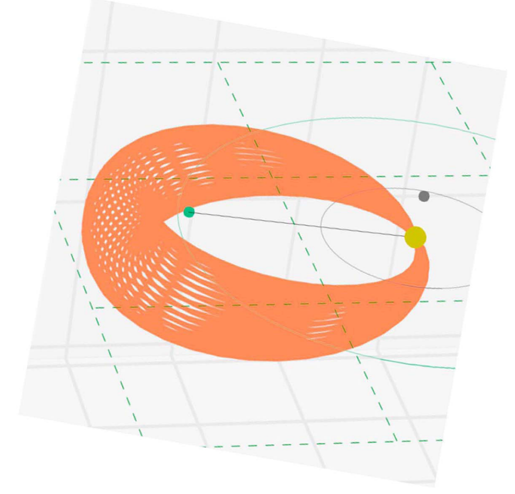


注：第一排为 STEREO-B (左) 和 STEREO-A (右) 的观测图像，第二排为利用 GCS 方法重构获得的结果。

图 10 利用 GCS 技术对 2007 年 12 月 31 日爆发的 CME 进行重构的结果[28]

磁重联之后，将 CME 带来的磁通量和能量送入磁尾，引发强烈的地磁暴。所以，根据重构结果给出的 CME 轴向场强度，就可以推导得出 CME 到达地球附近之后其中的南向磁场强度，从而估算出地磁暴的强度和相应的 Dst。

3DCORE 模型中的 CME 几何形状如图 11 所示，它有 2.5-D Gold-Hoyle[37, 38] 模型中的磁通量绳结构，横截面为圆形，其磁场具有均匀扭曲的位形，磁通量绳两端连接在太阳上，截面和整体形状都是圆的，但横截面的半径是变化的，接到太阳两端的截面半径逐渐趋于零。对实际事件进行重构时，CME 的初始速度和传播方向由 STEREO 的 HI (日球成像仪) 或者 COR (白光日冕仪) 的观测结果给出，磁通量绳的手征性和轴向场的方向由 CME 源区磁图和极紫外单色像得出。其前沿的运动遵循 drag-based 模型[39, 40] (简称 DBM 模型) 给出的规律，其他部分以自相似的方式膨胀，而磁通量绳中轴上的磁场随距离的增加而下降。



注：由一个连接到太阳的锥形圆环 (橙色) 组成，黄点代表太阳，绿点代表地球。

图 11　3DCORE 模型中 CME 磁场结构的几何形状[35]

3DCORE 模型主要用于研究 CME 在行星际间的传播，以及预测 CME 在 1 AU 处的速度和磁场信息。它的初始参数，如磁通量绳的初始位置和 CME 初始速度，可以根据 STEREO/HI 观测结果获得，或者由 GCS 建模结果得到。磁场的缠绕方式可直接设定[38]，或者由观测得到[41]。最主要的一个参数是 DBM 的阻力参数，其范围为 $0.05 \sim 2$[40, 42]，这个参数对于 CME 到达时间的预测非常重要。由 3DCORE 方法得到的结果可以推断出磁通量绳中磁场的南向分量，这对预测地磁暴至关重要[43]。但是 3DCORE 方法对 CME 前沿的运动采取 DBM 模型，而阻力参数的设定则是根据经验所得，往往导致模型给出的结果与 CME 的实际情况有偏差。

2.1.5　三角测量方法

从日冕仪观测数据推算 CME 的速度会受到投影效应的影响，其大小取决于 CME 源区在太阳表面的位置。应用三角测量的方法可以确定 CME 的源区位置，消除投影效应，从而获得真实速度。Inhester[44] 详细描述了以两点观测确定 CME 的三维空间位置的三角分析方法。Temmer 等人[45] 利用 STEREO 和 LASCO 两个位置的观测结果，通过跟踪 CME 的前沿来重构 CME 的空间位置。

三角测量法的基本思路如图 12 所示。相关参数包括两个航天器各自看到的天空平面之间的夹角 $\varphi_{\rm A}$，CME 前沿在 STEREO-A 和 LASCO 各自的天空平面上的投影与太阳的距离分别为 $d_{0\rm A}$ 和 $d_{0\rm L}$，CME 前沿与太阳的真实距离为 d，CME 在 LASCO 和 STEREO 获得的图像中的延展角分别为 λ 和 α。这里延展角是飞船和 CME 前沿之间连线与该连线在赤道面上的投影之间的夹角，而且延展角可以转换为距离，比如对于 LASCO 的观测 $d_{0\rm L} = 216\lambda$

$R_\odot$[46–48]。根据这个关系，我们可以先获得 $d_{0\mathrm{L}}$ 的大小，然后计算 STEREO-A 与 CME 前沿的延展角 α。由图 12 可知，A_c 是 CME 前沿上的一点在 STEREO-A 的天空平面上的投影，A'_c 是 A_c 在赤道面上的投影；CME 前沿上的同一个点在 LASCO 天空平面的投影为 L_c，而 L'_c 则是 L_c 在赤道面上的投影；点 D 则是直线 LL_c 与直线 AA_c 的交点，D 在赤道面上的投影为 C；日心位于 O 点。显然点 C 也是直线 LL'_c 与直线 AA_c 的交点。角 $A_\mathrm{c}AA'_\mathrm{c}=\alpha$，角 $L_\mathrm{c}LL'_\mathrm{c}=\lambda$；$\varepsilon$ 为 LA'_c 与 LL'_c 之间的夹角，π 为 OC 与 LC 之间的夹角。由于 LOC 构成一个平面三角形，因此 $\varepsilon+\pi+\varphi=180°$。CME 源区在日面上的经度和纬度分别用 φ 和 δ 表示，根据这样的设置和安排，我们可以得到如下结果[45]：

$$\varepsilon=\arctan\left(\frac{d_{0\mathrm{L}}}{r_{\mathrm{AU}}}\right)\quad, \tag{21}$$

$$\pi=180°-\varepsilon-\varphi\quad, \tag{22}$$

$$d=\frac{r_{\mathrm{AU}}}{\sin\pi}\sin\varepsilon\quad, \tag{23}$$

$$\delta=\arctan\left[\tan(PA-A)\sin(\varphi\pm\varphi_\mathrm{A})\right]\quad, \tag{24}$$

$$p^2=d^2+r_{\mathrm{AU}}^2-2\sin\delta\cos\delta\cos(\varphi+\varphi_\mathrm{A})\quad, \tag{25}$$

$$\alpha=\arccos\left(\frac{r_{\mathrm{AU}}^2+p^2-d^2}{2r_{\mathrm{AU}}\sqrt{p}}\right)\quad. \tag{26}$$

通过改变源区的经度 φ 和纬度 δ，并应用迭代算法，可以找到模型与测量的投影距离之间的最小偏差，从而得到对 CME 源区位置的最佳估计值。利用测量的投影距离 ($d_{0\mathrm{A}}$)，将导出的经度插入式 (21) – (23) 中，就可以估算出真实距离 d。需要注意的是三角测量方法有两个假设，一个是 CME 的速度不受 CME 膨胀的影响，另一个假设是 CME 沿径向传播。很显然，这些假设在有些情况下并不合理，这也将导致相应的结果出现较大的偏差。另外由于 CME 图像是沿不同视线的亮度积分的结果，所以在两幅 CME 图像中的对应点的识别较困难，与实际情况有偏差，导致无法真正实现 CME 的三维重构，只能获取 CME 的三维传播方向。不过使用三角测量方法可以量化和纠正大多数测量中的投影效应，而不需要事先得知 CME 的三维形状[49]。在 Temmer 等人[45] 研究的 11 个事件中，大多数事件的重构结果都很好。如果对 CME 的距离测量没有问题，并且可以清楚地辨认出 CME 在三个仪器中相同的结构，那么三角测量法是比较有效的。目前三角测量在快速估计源区、方向和修正投影效应中都取得了很好的结果[45]。

2.1.6 点共轭方法

CME 重构中还有一种常用的方法是点共轭 (tie point, TP) 方法。TP 方法需要使用 STEREO 双星提供的观测数据来进行三维重建。两个 STEREO 航天器和日冕中的一个点定义了一个对极面[44]，当目标在 STEREO-A 和 STEREO-B 的图像中同时出现时，就可以用三角测量法来获得其三维日心坐标系中的位置，如图 13 所示。两束光线在目标的位置相交，寻找对应点可以通过眼睛来完成[50] (最多的是跟踪前沿的显著特征，如密度变化、形状

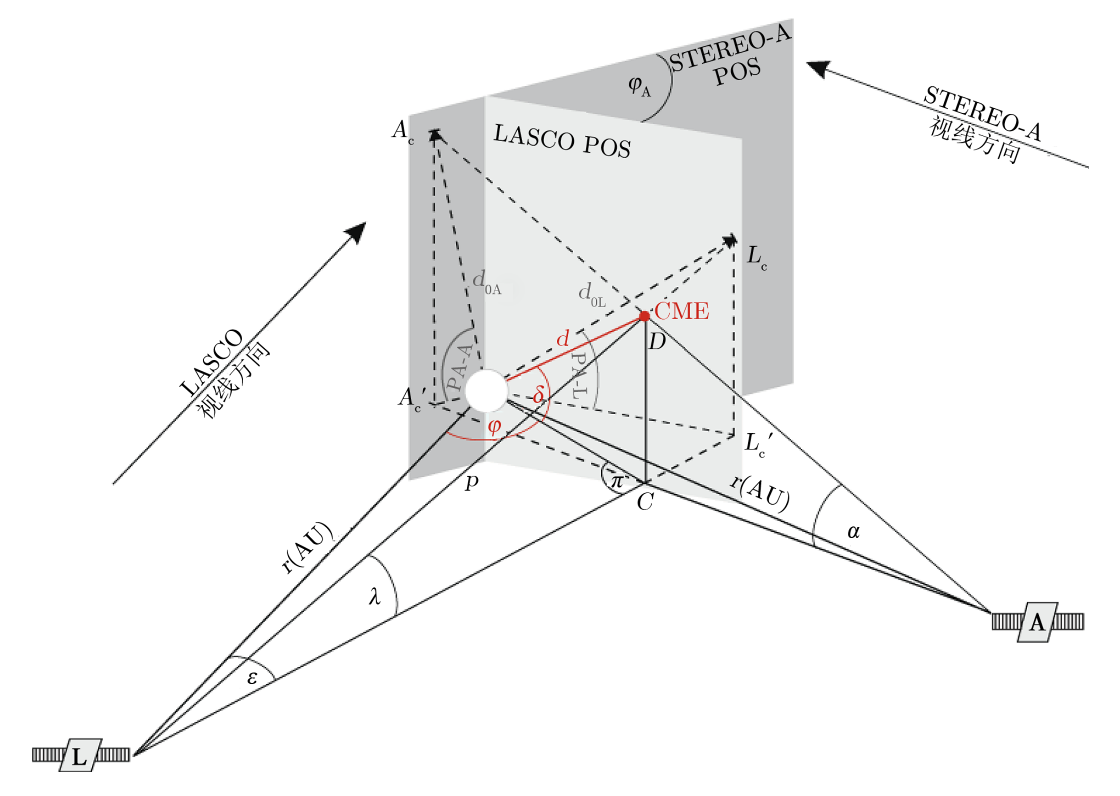


图 12 三角测量法中LASCO、STEREO、CME前沿 (红点)、太阳 (白色圆盘) 之间的相对位置，以及标记这些位置所用到的方位角和俯仰角[45]

结构或 CME 的核心) 或自动使用局部相关跟踪 (local correlation tracking, LCT) 方法来进行，一旦找到像素之间的对应关系，则沿该像素视线方向反映到太阳，最后计算对应点的三维坐标就可以实现三维重构。由于视线必须在同一对极面上，它们在这个平面上的交点是明确的，与选择的目标无关，所有的对极面都在连接两个航天器的直线上相交。这种方法通常被称为“点共轭”，即 TP 重构[44]。

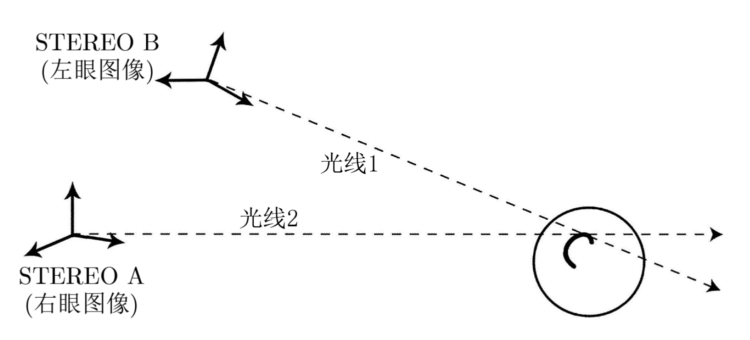


图 13 两个航天器对一个日冕特征的三角测量示意图[50]

Srivastava 等人[51]对 2007 年 5 月 20 日爆发的一个部分晕状 CME 进行了 TP 重构。通

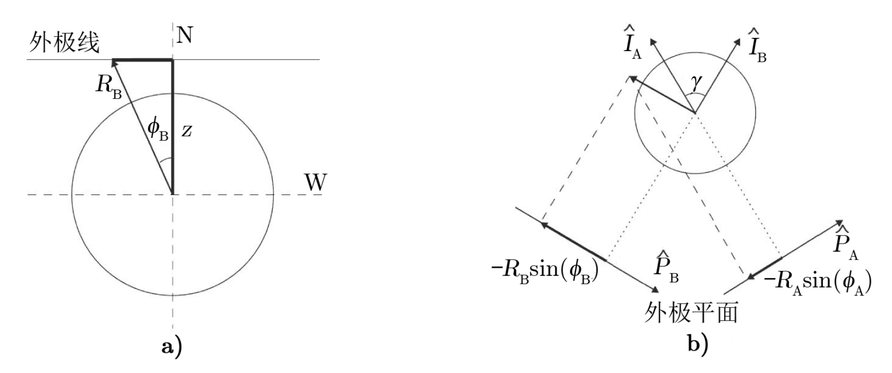


图 14 a) 运动的特征在 COR1B 图像上的投影位置示意图；b) 包含运动特征的极面示意图[52]

过 STEREO/COR1 的偏振图像获得了总亮度图像，然后结合总亮度图像和 COR2 的白光图像进行重建。但在重建前需要先对图像进行校正处理，使得 STEREO-A 和 STEREO-B 图像的分辨率以及其中的太阳中心坐标都相同。这时就可以利用太阳物理软件 SSW 中的 SECCHI 程序包，重建出前沿上的某一点的三维坐标，并在三维空间中确定前沿所选点的真实高度和速度，而重建的真实高度比投影高度高 1.80 倍。

TP 方法假设仿射几何在日冕仪中是有效的。这个假设取决于太阳和目标之间的距离与太阳和观测者之间的距离的比值；这个比值越小，假设越合理。通常要重建的对象与观测者之间的距离大于 200 $R_\odot$，这个距离比重建目标的尺寸和该目标到太阳的距离要大得多。仿射几何假设观测者位于无限远的位置，因此所有的观测视线可以被认为是平行的，与目标在不同观测角度所对应天空平面上的投影之间的距离 h 无关。这个假设会由于 $h/200\ R_\odot$ 不等于零而有误差，这个误差会导致重构结果中的目标尺寸偏高。另外，TP 重构方法本身也存在一定的误差，这个误差取决于两个航天器的分离角度，分离角度合适时，误差就比较小。

TP 重构衍生出很多种重构方法，包括可以精确计算 CME 三维速度和传播方向的三维高度时间重构技术 (3D-HT[52])，局部相关跟踪加上三角测量的 LCT-TP 技术[20] 和使用两个或三个观测仪器组合 (STEREO 或 STEREO + SOHO) 进行三角测量的方法[45, 53]。TP 重构衍生的 3D-HT 技术也是建立在仿射几何原理成立的基础上，根据几何计算 (见图 14) 获得重建点在球坐标系中的坐标 (R_{3D}, θ, λ)，其中 θ 和 λ 分别是纬度和经度。用这种方法可以推断出 CME 在每一个时刻的位置和传播方向，其实际速度可以通过估计 R_{3D} 的时间导数来计算。

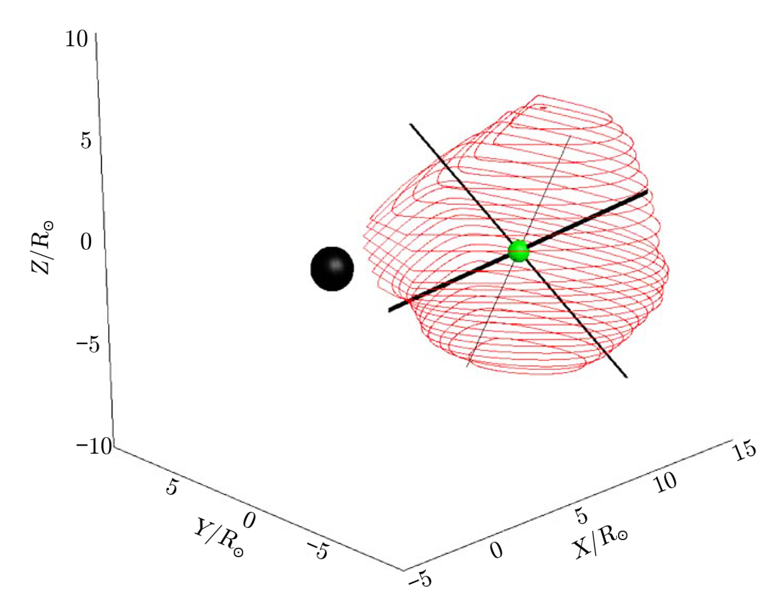
Mierla 等人[52] 利用 3D-HT 技术从两幅 STEREO 观测到的图像中获得 CME 中一个能够被很好识别的特征的高度-时间图，由此得到了两个独立的投影速度矢量，并可进一步构造一个三维速度矢量。HT 技术的广泛应用已经有些时日，但主要用于确定 CME 在天空平面的投影速度，即在日冕仪获得的图像中选择一个特定的目标，通过跟踪其位置随时间的变化来获得 CME 的传播方向。现在由于 STEREO 双星数据的出现，使得 HT 技术不再局限于求解 CME 的二维速度。Sheeley 等人[54] 开发出可以自动检测图像中最微弱的移动特征的算法，使得 3D-HT 技术不仅可以即时显示 CME 的运动和速度，还可以计算模糊目标的三维速度并且灵敏度很高。

2.1.7　表面轮廓拟和方法

Feng 等人[55]在 2012 年提出一种基于多台日冕仪得到的 CME 外围反向投影来重建 CME 的新方法，称为表面轮廓拟合 (mask fitting, MF) 方法，其目的是重构三维 CME 的位置、形状及其形状的演化。MF 方法使用的是三个视点的日冕仪数据，比两个视点的重建结果更精确，并且与正演建模不同的是 MF 方法不需要假设 CME 的几何形状。

传统三角测量法或者点共轭方法都是在一对日冕仪观测图像中选择一个相同特征点，之后沿不同航天器与太阳之间的连线往太阳方向投影，然后得到它们的三维坐标。而 MF 方法是在包含太阳的 3D 空间中选择一个点分别投影到三个日冕仪观测图像中，如果沿视线方向的投影都位于定义的 CME 区域中，则认为该点是 CME 云内的一点，再依次找到 CME 边缘上所有的点。为了更好地描述 CME 云的三维结构，重建的三维 CME 区域必须足够接近真实 CME 的边界。

MF 方法的具体步骤[56]如下：首先在来自 STEREO-A, LASCO, STEREO-B 的三幅日冕仪获得的图像上分别创建一个 CME 区域，将 CME 边缘曲线内的像素值设为 1，边缘曲线外的设为 0；然后将一个以太阳为中心的三维立方体离散化，其中的每个点分别被投影到 STEREO-A, STEREO-B 和 SOHO 获得的上述三个图像平面上。只有那些被投影到三幅图像的 CME 区域上的点才被认为是属于该 CME 的点。然后，使用 Bézier 曲线平滑边界，获得如图 15 所示的 CME 的三维边界形状。



注：黑球代表太阳，绿点代表 CME 云的几何中心。

图 15　利用表面轮廓拟合方法重构的三维 CME 云[55]

MF 方法不需要假设 CME 的形状，能够很好地重构 CME 表面，获得表面精细结构[57]，适应于各种不规则的 CME 形状，使用起来方便灵活[56]。基于 MF 方法获得的 CME 三维形状使我们可以分析其几何中心和主轴尺度等。该方法的不足之处在于所得的结果没有包括

CME 的内部结构，同时也要求三个观测仪器之间具有合适的分离角度。

2.2 基于日球成像仪观测数据的重建

2.2.1 几何三角测量法

前面介绍的三角测量方法以及点共轭方法都可以确定 CME 传播方向和径向距离，但这两种方法以及一些其他类似的方法[58–60]都需要识别和跟踪来自两个航天器的图像对中的相同特征，这在距离较远的地方 (CME 信号变得非常微弱和弥散) 是不可能的。Liu 等人[61]提出一种基于成像观测重构的时间-延展角图的几何三角测量法。这个方法的优点在于它基于时间-延展角图，可以首次将几何三角剖分应用于 HI-1 和 HI-2 的弱特征，就可以在日球层中连续跟踪 CME 并预测其对地球的影响。在此基础上，Liu 等人[61]和 Lugaz 等人[63]将调和平均值几何结构引入几何三角测量框架中，Davies 等人[64]把自相似膨胀几何结构引入到几何三角测量框架中，这些方法都取得了成功，证明上述几何三角测量的概念和框架都是行之有效的；随后的很多工作也进一步证实了这一点[65–67]。更重要的是，将这个几何三角测量概念和实施方法与其他方法进行比较，如太阳风就地测量、行星际 II 型射电暴频率漂移，所得结果非常相似，并进一步给出了典型快、慢 CME 在整个日地空间的传播规律[68, 69]。

从原理上来讲，几何三角测量是基于图 16，只要沿着两个航天器之间的方向移动，就可以看到白光特征。特征的延展角 (特征相对太阳-航天器连线的角度)，在 STEREO-A 和 STEREO-B 中分别表示为 $\alpha_{\rm A}$ 和 $\alpha_{\rm B}$，可由沿黄道平面叠加动态相减图得到的时间-延展角图得到。基于图 16 简单的几何关系可以得到：

$$\frac{r\sin(\alpha_{\rm A}+\beta_{\rm A})}{\sin\alpha_{\rm A}}=d_{\rm A}\quad, \tag{27}$$

$$\frac{r\sin(\alpha_{\rm B}+\beta_{\rm B})}{\sin\alpha_{\rm B}}=d_{\rm B}\quad, \tag{28}$$

$$\beta_{\rm A}+\beta_{\rm B}=\gamma\quad, \tag{29}$$

其中，r 是特征与太阳的径向距离，$\beta_{\rm A}$ 和 $\beta_{\rm B}$ 是特征相对于太阳-航天器线的传播角，$d_{\rm A}$ 和 $d_{\rm B}$ 分别是 STEREO-A 和 STRERO-B 与太阳的距离，γ 是两个航天器的经度分离角。一旦从成像观测中测量到延展角($\alpha_{\rm A}$ 和 $\alpha_{\rm B}$)，上述方程就可以求解 r, $\beta_{\rm A}$ 和 $\beta_{\rm B}$，且解是唯一的 (与模型拟合相比)。若 STEREO 航天器 $d_{\rm A}\simeq d_{\rm B}$，可得：

$$\tan\beta_{\rm A}=\frac{\sin\alpha_{\rm A}\sin(\alpha_{\rm B}+\gamma)-\sin\alpha_{\rm A}\sin\alpha_{\rm B}}{\sin\alpha_{\rm A}\cos(\alpha_{\rm B}+\gamma)+\cos\alpha_{\rm A}\sin\alpha_{\rm B}}\quad. \tag{30}$$

不过，Liu 等人[62]指出，即使 $d_{\rm A}\neq d_{\rm B}$ 也可以快速获得 CME 的传播方向。

几何三角测量法相对可靠，并且没有自由参数，唯一的假设是同样的特征可以在两个航天器的时间- 延展角图中追踪到，这样即使是微弱特征也可以追踪到 1 AU 附近。这个方法有三个优点[61]：首先，基于时间-延展角图，首次将几何三角剖分应用于 HI-1 和 HI-2 的弱特征；其次，与单轨道拟合技术相比，该方法所依赖的假设量更少，因此解的精度更高；第

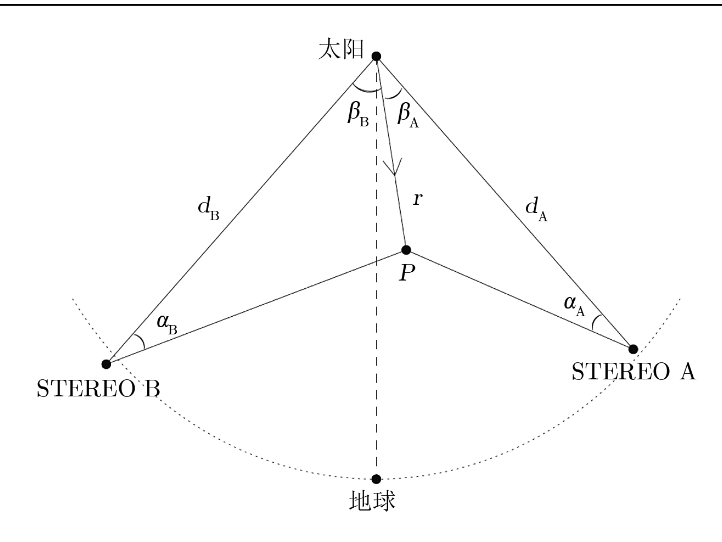


图 16　几何三角测量法基于的关系图[61]

三，它可以确定 CME 特征 (或其他白光特征) 从太阳一直到 1 AU 的传播方向和真实距离。此方法的缺点是无法获得 CME 三维几何形状和磁场信息。

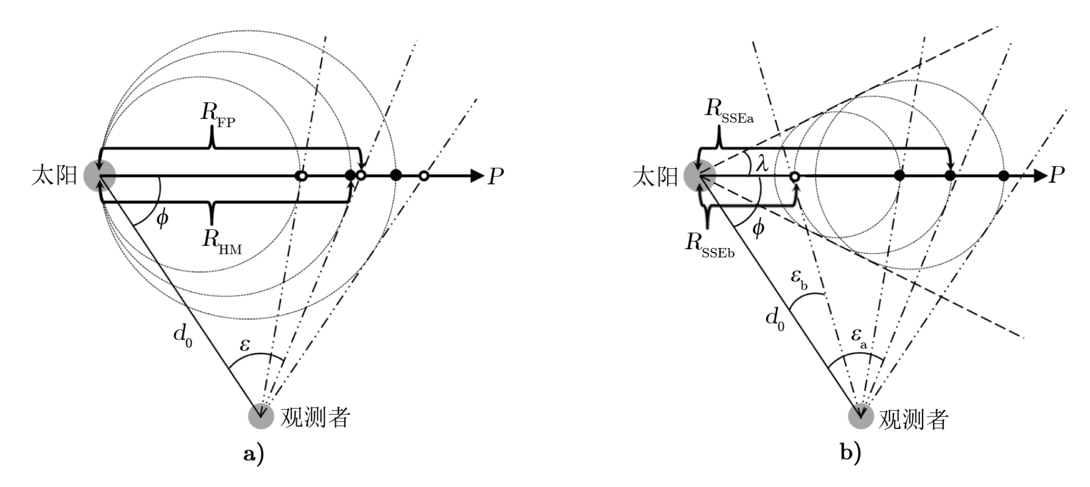
2.2.2　自相似膨胀方法

由 Davies 等人[70]提出的自相似膨胀 (self-similar expansion, SSE) 方法利用 HI 数据进行 CME 重构。SSE 方法是通过单视角成像来获得 CME 的时间-延展角轮廓，根据获得的结果探究 CME 的传播方向和传播速度。早在 1999 年，Sheeley 等人[54] 提出一种固定 ϕ 角拟合 (FPF) 获得 CME 时间-延展角轮廓的方法。还有一种相似方法：调和平均值拟合 (harmonic mean fitting, HMF)[72, 73]。FPF 拟合用到 CME 是一个径向传播的点源且传播方向不变的假设 (图 17 a) 的空心黑点)；HMF 拟合则用到 CME 的前沿为圆形，传播过程中膨胀的圆固定在太阳中心，并且 CME 沿一个固定的径向轨迹传播的假设 (见图 17 a) 的实心黑点以及灰色大圆)。这两种方法都是 SSE 方法的极端情况。

SSE 模型中 CME 的截面也是圆形的，在与观测者感兴趣的位置角所对应的平面上，半径随着 CME 向外传播增大，这个圆也不再固定在太阳上 (如图 17 b) 所示)，而是随着 CME 的传播向外移动，使 CME 对太阳中心所张的角度是个常数。因此，在 SSE 模型中，径向距离 $R_{\rm SSEa}$，即 CME 的顶点 a (距离太阳最远的点，见图 17 b) 中的实心黑点) 与太阳的距离可由下式表示[70]：

$$R_{\rm SSEa}(t)=\frac{d_0\sin[\varepsilon_a(t)](1+\sin\lambda)}{\sin[\varepsilon_a(t)+\phi]+\sin\lambda}\quad , \tag{31}$$

其中，d_0 是观测者与太阳的距离，ε_a 是太阳-观测者连线和从观测者出发到 CME 圆形前沿的切线之间的夹角，λ 是同一平面内 CME 的半宽角 ($0\leqslant\lambda_{\rm SSE}\leqslant 90°$)，$\phi$ 是太阳-观测者连线和 CME 传播方向之间的夹角，在 CME 传播过程中 ϕ 是被默认不变的。同理，CME 尾点 b (即最接近太阳的点，图 17 b) 中的空心黑点) 与太阳的距离 $R_{\rm SSEb}$ 也可被推导出[70]：



注：a) FP 和 HM 模型的示意图，FP 用空心黑点表示，HM 用大圆圈/实心黑点表示，CME 沿径向方向传播；b) SSE 模型示意图，空心黑点表示 CME 的尾点，实心黑点表示 CME 的顶点。

图 17 三种方法模型示意图[70]

$$R_{\rm SSEb}(t)=\frac{d_0\sin[\varepsilon_b(t)](1-\sin\lambda)}{\sin[\varepsilon_b(t)+\phi]-\sin\lambda}\quad, \tag{32}$$

其中，ε_b 是太阳-观测者连线与从观测者出发的 CME 后方切线之间的夹角。对于 CME 而言，后方与前沿不同，它不太可能被前方太阳风的相互作用所扭曲[74]。对这些表达式的推导可以参见文献 [75]。在上述公式中，当 $\lambda=0°$ 时，得到 FP 重构，即

$$R_{\rm PF}(t)=\frac{d_0\sin[\varepsilon(t)]}{\sin[\varepsilon(t)+\phi]}\quad, \tag{33}$$

而当 $\lambda=90°$ 时，我们得到 HM 重构，即

$$R_{\rm HM}(t)=\frac{2d_0\sin[\varepsilon(t)]}{\sin[\varepsilon(t)+\phi]+1}\quad. \tag{34}$$

我们注意到无论是公式表述，还是模型的几何构图都表明 FPF 方法没有区分 CME 的前沿和后方，而 HMF 方法中的 CME 后方永远位于日心，所以这两种方法是 SSE 方法的两个极限情况。SSE 方法的实现需要进一步计算角度 $\varepsilon_a(t)$ 和 $\varepsilon_b(t)$[70]，即

$$\varepsilon(t)=\cos^{-1}\left(\frac{-bc+a\sqrt{a^2+b^2-c^2}}{a^2+b^2}\right)\quad, \tag{35}$$

其中，

$$a=\frac{d_0(1+c)}{V_{\rm SSE}t}-\cos(\phi_{\rm SSE})\quad,\quad b=\sin(\phi_{\rm SSE})\quad,\quad c=\pm\sin(\lambda_{\rm SSE})\quad. \tag{36}$$

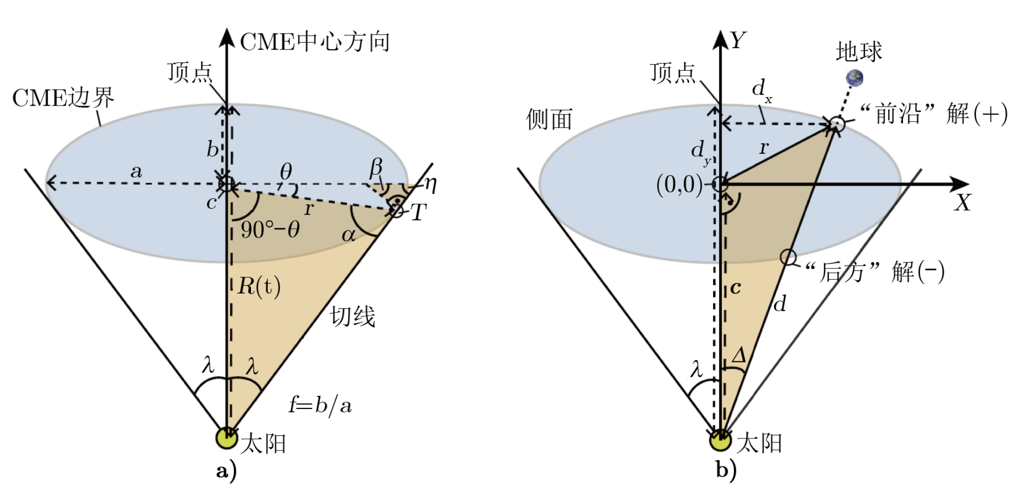
其中，c 的符号按这样的方式确定：在求 $\varepsilon_a(t)$ 时，取“+”号，而“−”号时得到 $\varepsilon_b(t)$。SSE 方法通过单视角观测到的 CME 瞬态的时间-延展角轮廓拟合到这个方程，以获得径向

速度和传播方向的最佳拟合。从这些参数可以导出我们感兴趣的其他参数，如预测到达指定位置的时间。Davies 等人[70] 使用蒙特卡洛 (Monte Carlo) 模拟来验证 SSE 模型的适用条件，得到延展角应在 19° ∼ 74° 之间，过大或者过小的延展角都会导致结果不可信。而延展角不能过大则将限制 SSE 模型对空间天气预报的适用范围。由于 SSE 模型假设 CME 均有一个圆形的瞬态截面，明显与实际情况有些出入，重构的结果与真实的 CME 位形肯定有差距。目前研究人员正在努力优化该技术，使之适用于具有椭圆形瞬态截面的 CME 重构 (如 2.2.3 节介绍的椭圆演化模型[76])。

2.2.3　椭圆演化模型

2014 年 1 月 7 日，一个面向地球的活动区爆发了一个快速 CME (天空平面的投影速度约 2 400 km/s)。由于从靠近太阳中心的源区爆发的快速 CME 通常会影响地球[77, 78]，所以许多观测者预测这次 CME 会对地球产生很大的影响，然而，随后并没有发生地磁暴。这说明此次事件并没有沿径向传播，并且这种非径向的传播方向是在很接近太阳的地方就确定了，而不是在行星际空间传播过程中发生偏转所致[79]。为了研究此次 CME 这样传播的具体原因，Möstl 等人[76] 提出一种新的椭圆演化 (ELlipse Evolution, ELEvo) 模型，专门针对此次快速 CME 的非径向传播特征。

ELEvo 模型将 CME 驱动的激波描述为黄道面上的一个椭圆 (见图 18)。利用 ELEvo 模型中的解析表达式可以将激波的形状投影到给定的行星或局地观测航天器的天空平面上，并且可以通过解析表达式计算得到沿椭圆 (激波) 任意一点的速度和到达观测者的时间。从日冕仪观测得到的 CME 初始速度、方向和宽度可以作为初始条件。



注：a) CME 的前沿、激波或磁通量绳的前端，被描述为一个椭圆，在黄道面或太阳赤道面以恒定的角宽和长短轴比向太阳外传播；b) 推导 CME 边界任意点的速度的几何结构。

图 18　ElEvo 模型中自相似扩展椭圆的几何推导[76]

ELEvo 模型用到如下假设：(1) CME 边界的日球经度角宽度一直保持不变；(2) 椭圆 (激波) 的一条主轴沿传播方向；(3) 椭圆的长轴和短轴之比为常数；(4) 椭圆对称轴的方向不变。对于在行星际传播的 CME 则采用 DBM 模型[40] 。所以包含 DBM 的 ELEvo 模型涉

及到 4 个自由参数，它们分别是：(1) 长短轴之比的倒数 f；(2) 椭圆的半角宽度 λ；(3) 阻力参数 γ （约为 $(0.1\sim 2)\times 10^7\ \mathrm{km}^{-1}$)；(4) 背景太阳风速度 w。使用 DBM 模型时选择较小的阻力参数可以描述距离太阳在 1 AU 以内的激波传播，从而可以计算 CME 激波到达地球的时间和速度。

我们现在推导 ELEvo 模型中所用到的公式以及沿椭圆前沿的每个点的速度[76]。椭圆顶点 (沿椭圆中心方向离太阳最远的椭圆点) 的 $R(t)$ 由 DBM[40] 给出，长短轴之比的倒数 $f=b/a$，而 $a_r=a/b$，可以得到如下结果：

$$\begin{cases} f=b/a \\ \beta=\lambda \\ \theta=\tan^{-1}(b^2/a^2\tan\beta) \end{cases} . \tag{37}$$

其中，角 β 是半长轴 a 与点 T 的正切法线之间的夹角 (见图 18 a))，T 的位置是一条以太阳为起点的直线在椭圆上的切点，由几何关系可以看出 $\beta=\lambda$，θ 是椭圆的极角，β 和 θ 之间的几何关系由式 (37) 给出，r 是椭圆中心与 T 点的距离，结合式 (37) 得到：

$$\theta=\tan^{-1}(f^2\tan\beta) \quad . \tag{38}$$

从图 18 a) 中橙色大三角形上的正弦定律，推导出：

$$\frac{\sin\lambda}{r}=\frac{\sin\alpha}{R(t)-b} \quad , \tag{39}$$

其中，角 α 由三角形的几何关系得：$\alpha=90^\circ+\theta-\lambda$。则距离 r 在极坐标系下的定义为：

$$r=b/\sqrt{(f^2-1)\cos^2\theta+1} \quad . \tag{40}$$

将 α 和 r 的方程代入式 (39)，并令 $\omega=\sqrt{(f^2-1)\cos^2\theta+1}$ 可得椭圆的 a,b,c 参数：

$$\begin{cases} a=b/f \\ b=\dfrac{R(t)\omega\sin\lambda}{\cos(\lambda-\theta)+\omega\sin\lambda} \\ c=R(t)-b \end{cases} . \tag{41}$$

式 (41) 为 ELEvo 椭圆模型参数的最终描述。从式 (38) 和 (40) 可知椭圆的短轴 b 依赖于所有已知变量 $[R(t),\ f,\ \lambda]$，长轴 a 则简单地遵循式 (37) 中 f 的定义。得到了模型的几何形状之后，就可以计算椭圆上任意点的速度。为了计算方便，Möstl 等人[76]在椭圆中引入一个笛卡尔坐标系 (图 18 b)，其中 X 轴垂直于 CME 传播方向，Y 正交于 X，$\boldsymbol{c}$ 是从太阳中心到椭圆中心的向量，d 是一条沿太阳-地球连线的直线，终点在椭圆边界 (从图 18 b) 可以

看出 d 与椭圆有两个交点)，r 连接椭圆中心和 d 在椭圆上的终点，Δ 是 CME 中心方向和太阳-地球线之间的夹角，地球也可能是其它行星或者航天器。根据上述公式，可以计算出 d 与椭圆的两个交点：

$$d_{1,2}=\frac{c\cos\Delta\pm\sqrt{(b^2-c^2)f^2\sin^2\Delta+b^2\cos^2\Delta}}{f^2\sin^2\Delta+\cos^2\Delta}\quad, \tag{42}$$

其中，根号前带正号的解是“前沿”解 (d_1)，负号的解是“后方”解 (d_2)。椭圆在角度所定义的位置上的速度是由椭圆的自相似膨胀推导出来的，这意味着半宽不变。自相似膨胀的假设意味着 CME 的形状不会随时间改变，因此，椭圆上所有点的速度与距离之比必须为常数[75]：

$$V_\Delta(t)=\frac{d_1(t)}{R(t)}V(t)\quad . \tag{43}$$

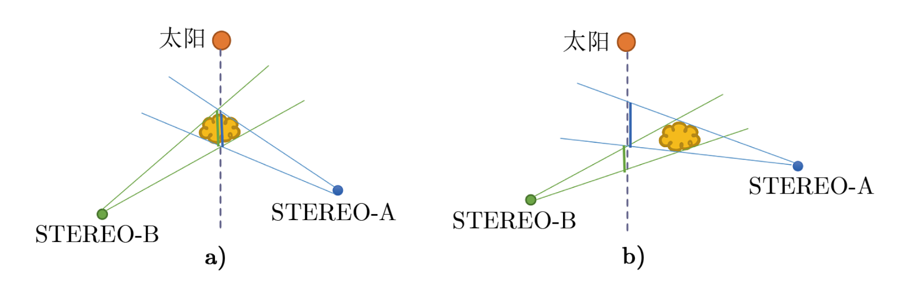
此外，当 $d_1(t)$ 等于行星的日心距离时，局地观测者即可以给出椭圆到达某个局地位置的时间，以及相应的速度 $V_\Delta(t)$。由于 ELEvo 模型中椭圆的长短轴之比是一个自由参数，所以对椭圆形状的控制比自相似膨胀圆周更灵活，更适合多点局地观测的自洽建模。Möstl 等人[76]利用地球和火星多点局地观测的数据限制了 ELEvo 模型的形状 (长短轴比为 1.4 ± 0.4)，发现椭圆长轴垂直于 CME 运动的方向[80]。这些结果证明这次的 CME 事件没有引起地磁暴不是因为 CME 在行星际空间的偏转导致，而是由于 CME 源区附近的强磁场导致 CME 一开始的非径向传播。由于观测到的 CME 图像都是沿视线积分的结果，所以 CME 在日球经度上的非径向运动的研究很难进行，而 ELEvo 模型则为研究 CME 的非径向传播提供了一种有效的方法。

2.2.4 相关辅助重构法

基于日球成像数据的重构方法还有一种相关辅助重构 (CORrelation-Aided Reconstruction, CORAR) 法[81]，这个方法可以自动识别和定位太阳风的非均匀结构，特别是小尺度瞬变结构。后来，Li 等人[82] 改进了这个方法，使得该方法可以应用到三维 CME 重构，并从 STEREO/HI 的双图像中自动识别沿日地连线传播的 CME。与其他方法相比，CORAR 方法简单很多，并且对所感兴趣的目标没有任何特殊的形态假设。

CORAR 方法首先需要对 HI 图像进行处理，以消除 F 冕和背景星场的影响。在已知航天器位置、视场和基线 (日地连线) 的情况下，根据两个 STEREO 航天器在日心-地球-黄道 (HEE) 坐标系下的时间空间位置，将 HI-1 图像投影到基线所在的子午面上。然后用纬度和到太阳中心的距离作为极坐标，对图像沿径向投影，并在这个子午平面上标出 CME 的空间位置。使用一个径向纬度抽样框来获得一个二维局部亮度变化，然后沿“基线”计算相关系数 cc。如果目标在基线上，这两个部分是很好的重叠 (见图 19 a))，那么它们应该是高度相关的；如果目标距离基线较远，两个线段部分重叠很小或者几乎不重叠 (见图 19 b))，则相关性较低。

下面介绍如何将 HI 图像投影到子午平面上。首先假设 $\boldsymbol{P}$ 是经度为 ϕ 的子午平面上像素



注：一端在太阳上的灰色虚线是基线。橙色的云是重构对象。在 STEREO-B/STEREO-A 上的两条细绿/蓝径向实线是恰好与该物体相切的视线，而粗绿/蓝实线是覆盖 HI-1 图像特征物体的基线的分割。a) 当特征对象在基线上的情况；b) 当这个特征对象远离基线的情况。

图 19 CORAR 法原理图[81]

的投影点的 HEE 坐标，则有：

$$\boldsymbol{P}(x,y,z)=\boldsymbol{O}+k\boldsymbol{n}\quad ,\tag{44}$$

其中，$\boldsymbol{n}$ 是 HI-1 图像中像素相对于观测者 $\boldsymbol{O}$ 的方向，可以从 STEREO/HI-1 的头文件中获取，k 是未知的正数。投影点的纬度 λ 和与太阳中心之间的距离 D 是投影过程中的两个关键未知参数，它们之间的关系如下：

$$\begin{cases} x=D\cos\lambda\cos\phi \\ y=D\cos\lambda\sin\phi \\ z=D\sin\lambda \end{cases}\quad ,\tag{45}$$

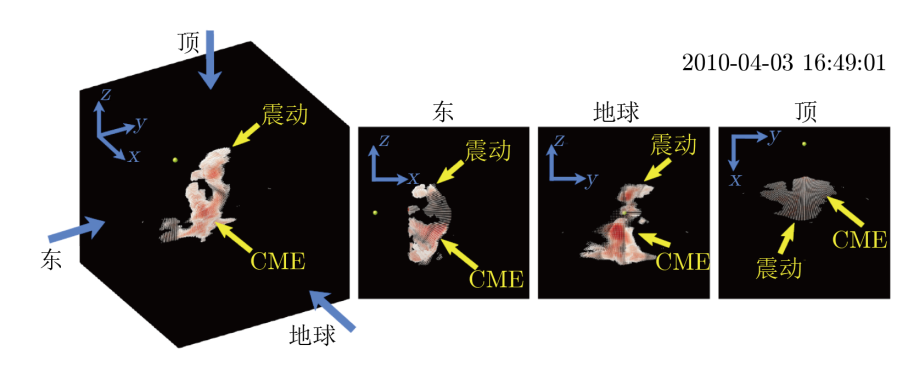
其中，ϕ 是投影点的经度。通过求解上述两个方程可以计算出 x,y,z,k,λ 和 D。根据导出的 λ 和 D，在经度为 ϕ 的子午面上绘制两幅 HI 的投影像。在同一子午面上，两幅投影图像的重叠区域的相关系数 cc。先划出一个大小合适的动态 3D (径向-纬度-时间) 区域 (纬度 $\pm5°$，径向约 8 $R_\odot$)，并对其中的数据进行采样，用于 cc 的计算。采样区域内的亮度变化主要取决于 CME 密度的空间变化。为了突出密度空间变化规律，采样区域的亮度数据减去它们的平均值。相关系数 cc 的计算是由线性 Pearson 相关系数给出：

$$cc=\frac{\sum_{i=1}^{n}(p_i-\bar{p})(q_i-\bar{q})}{\sqrt{\sum_{i=1}^{n}(p_i-\bar{p})^2}\sqrt{\sum_{i=1}^{n}(q_i-\bar{q})^2}}\quad ,\tag{46}$$

其中，p 和 q 两组数据集 (对应于数据在同一取样箱)，样本大小为 n, $\bar{p}$ 和 $\bar{q}$ 分别是 p 和 q 的平均值。在我们选取的抽样区域中 $n=11\times41\times t$，t 等于时间步长的数量，可以是 1 也可以是 5。cc 的取值范围为 $-1\sim1$：cc 值越大，相关性越好；cc 值为负则认为是不相关的。

式 (46) 表明，只要信噪比足够大，cc 的值不受特征密度的影响，而是受密度的变化规律的影响。CME 的位置、信噪比等因素可能会影响计算出的 cc 值，需要进一步研究和修正[82]。图 20 展示了 CORAR 方法对一个 CME 重构的结果。为了验证此方法的可靠性，Li 等人[82]将 GCS 方法应用到同一个 CME 事件，结果发现这两个方法得到的 CME 的角宽度

和传播方向基本一致；不同之处则是在 CME 的几何结构上，从图 20 可以看出由 CORAR 方法得到的 CME 的结构不再是传统的磁通量绳形状，更像是一个非常扭曲的结构。



注：最左边显示的是三维采样盒中的高 cc 区域。从左到右是从不同角度看到的 CME，观测方向分别是东(沿着正 y 轴方向在)，地球 (沿着 x 轴方向在 HEE 坐标) 和顶部 (沿着 z 轴方向)。黄色的点是太阳。

图 20　用 CORAR 方法对一个 CME 重构的结果[82]

CORAR 方法的优点是不需要假设 CME 几何形态，可以自动地对 CME 进行重构。并且通过 Li 等人[83]的改进，此方法还可以得到三维空间中 CME 的径向速度分布。但是此方法也存在一些不足。如共面效应，它是指如果 CME 位于两航天器连接线组成的平面的中心部分 (见图 19 a))，即两航天器视线相同，那么即使 CME 远离基线 (见图 19 b))，我们也会得到相似的投影图像，因此 cc 值较高；这会导致“共面”附近 CME 的经度方向的定位精度非常低，而大尺度 CME 的重建会偏向于两个航天器之间的中心平面。CORAR 方法只能追踪位于预设基线附近的 CME，而不是整个 HI 视场中的 CME。此外，CORAR 方法和三角测量方法一样，都使用简单的光学投影，很可能将大尺度 CME 的两个不同部分错误地视为同一部分[84]。因此，CORAR 方法对于小尺度瞬变定位更准确。

2.3　小结

本章节描述了 10 种不同的 CME 三维重构方法，在此对它们使用的数据、需要的视角、得到的参数以及方法的特点总结在表 1 当中。

3　CME 驱动激波重构方法

与 CME 成像重构具有较高关联度的是对 CME 驱动的激波的三维重构，也是近几年来新的重要发展趋势。CME 爆发后能量不仅可以以加速粒子的形式释放，还可以以波的形式释放；在后一种情况下，快速磁声波被观测为 Moreton 波和 EUV 波[85–93]、白光波[93, 94]和 II 型射电暴[95, 96]。当 CME 速度相比于周围太阳风速度高于当地快磁声波速或者 Alfvén 速度时就会在 CME 的前方产生激波。激波在日冕仪图像中通常表现为弓形激波形态或者双前沿形态[97]。激波重构的重要性在于，可以给出激波的三维结构和运动学特征，并可与 CME 特性[98, 99]、高能粒子特性[100–102]、太阳风就地观测作比对[99]，对灾害性空间天气预报和高

表 1 CME 三维重构方法对比总结

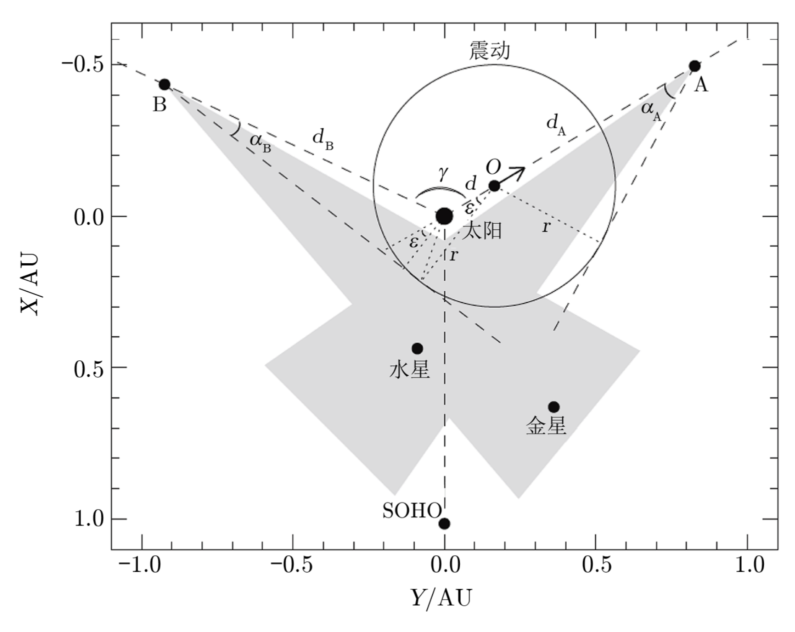
方法	使用数据	所需视角	反演方式	得到参数	特点
圆锥模型	日冕仪数据	单视角	正演	CME 源区位置、速度及角宽度	主要针对晕状 CME
偏振比	日冕仪数据	单视角	反演	等效散射中心与天空平面的真实距离以及 CME 的三维形状	可将偏振观测数据转化为与天空平面的三维距离
GCS	日冕仪数据	双视角	正演	CME 源区位置、前沿三维速度和传播方向	对单个 CME 重构的三维速度和传播方向的估计非常准确
3DCORE	日冕仪或日球成像仪数据	双视角	正演	CME 在 1 AU 处的速度和磁场信息	从结果中可以推断出磁通量绳中磁场的南向分量
三角测量	日冕仪数据	双视角	反演	CME 与太阳的真实距离与传播方向	可快速估计 CME 源区位置、传播方向以及修正投影效应
TP	日冕仪数据	双视角	反演	特征点的三维坐标和速度	对于使用局部相关跟踪技术时应控制两个视点的分离角度 (应在 30°～150° 之间)
MF	日冕仪数据	三视角	反演	CME 的三维位置、形状及形状的演化	在不假设 CME 结构下可以很好地重构 CME 表面且三个视角的重构结果更精确
几何三角测量	日冕仪或日球成像仪数据	双视角	反演	特征与太阳的真实距离及传播方向	没有自由参数，解更精确，且可以应用到弱特征跟踪到 1 AU 处
SSE	日球成像仪数据	单视角	正演	径向速度和传播角度	延展角应在 19°～74° 之间
ELEvo	日球成像仪数据	单视角	正演	沿椭圆任意点看的速度及到达观测者的时间	可研究快速 CME 的非径向传播特征
CORAR	日球成像仪数据	双视角	反演	CME 的三维结构及三维空间中径向速度的分布	可自动识别和定位沿日地连线传播的 CME

能粒子加速的研究具有重要意义。此章将简单介绍 CME 驱动激波的三维重构方法。

3.1 激波球体模型

激波球状拟合最早是由 Vourlidas 和 Ontiveros[97] 提出，后来 Hess 和 Zhang[103] 也应用此方法来研究激波的演化情况。2017 年 7 月 23 日爆发了一个极高速 CME (前沿速度约 3 000 km/s)，这个 CME 在三个视点 (STEREO-A, STEREO-B 和 SOHO) 的观测中都表现出球形结构，且速度极快。Liu 等人[99] 为了研究这个晕状 CME 相关激波的结构、传播和膨胀，假设了一个球形结构来模拟激波 (如图 21 所示)。

假设这个中心会移动的球体激波的传播方向不变，模型用 4 个自由参数来描述这个激波，分别是传播方向的经度和纬度、球体的半径 (r) 以及球体中心与太阳的距离 (d)。Liu 等人[99] 提出适用于日冕仪和日球成像观测的激波传播和膨胀的距离计算方法，此方法类似于 Liu 等人[61, 62] 提出的三角测量法。如图 21 所示，由 STEREO-A, STEREO-B 以及 SOHO 这 3 颗卫星、从三个不同视角的观测来确定距离的关系图：



注：灰色区域分别是 HI1 在 STEREO-A 和 STEREO-B 上的视场。

图 21　激波球体模型在黄道面的传播和膨胀[99]

$$\frac{r}{\sin\alpha_{\rm A}}+d=d_{\rm A}\quad , \tag{47}$$

$$d^2+r^2-2dr\sin(\gamma-\alpha_{\rm B})=d_{\rm B}^2\sin^2\alpha_{\rm B}+d^2\cos^2(\gamma-\alpha_{\rm B})\quad , \tag{48}$$

其中，$d_{\rm A}$ 和 $d_{\rm B}$ 分别是 STEREO-A 和 STEREO-B 与太阳的距离，$\alpha_{\rm A}$ 和 $\alpha_{\rm B}$ 则是由 STEREO-A 和 STEREO-B 沿其切线测量的激波延展角，γ 是 STEREO-A 和 STEREO-B 的经度分离角。激波前沿与太阳的距离定义为 $r+d$，再根据距离-时间图计算传播速度，从激波球体的传播速度中可以分离出膨胀速度。图像正向建模给出的距离和速度与 SOHO 和 STEREO-B 三角剖分的距离和速度基本一致，但略低于后者[104]。图 22 显示了利用激波球体模型分别在三个视点对 CME 激波的重构结果。结果表明，无论是日冕仪成像重构结果还是射电 II 型暴和局地观测结果，此次激波都可以用球形结构合理地模拟。

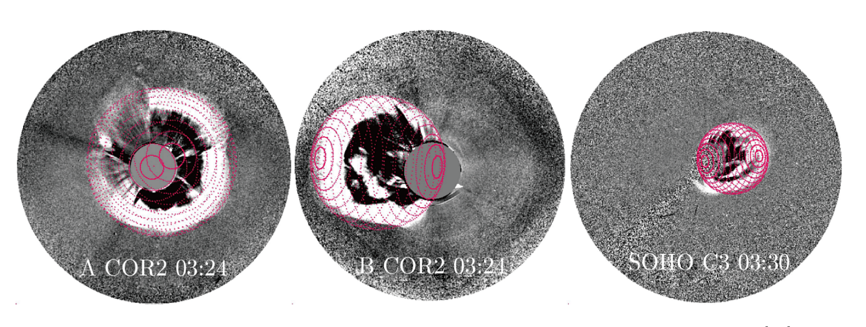


图 22　激波球体模型叠加在三个视点的观测图像的动态相减图上[99]

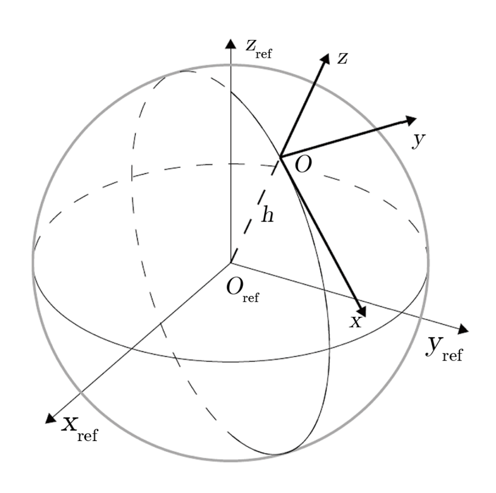


图 23 参考坐标系和局部坐标系示意图[98]

3.2 激波椭球模型

Kwon 等人[98]为了确定 CME 多个前沿的三维结构和运动学性质，开发了一个复合模型。在这个复合模型中，气泡状的激波前沿用椭球模型描述，而内部的 CME 前沿则用 GCS 模型拟合。为了构建这个复合模型，定义了两个坐标系 (见图 23)：参考坐标系 $(x_{ref}, y_{ref}, z_{ref})$ 和局部坐标系 (x, y, z)。参考坐标系的原点 O_{ref}，位于太阳中心，z_{ref} 轴是太阳的自转轴。另外，x_{ref} 与地球处看到的太阳中央子午线相交。在参考坐标系中定义一个半径为h的球体，而局部坐标系的原点 O 则位于这个球体的表面，x 轴与通过 O 和 z_{ref} 轴的纵向大圆相切，z 轴朝着球体的径向方向，局域坐标系与 CME 的径向运动同步。

图 24 显示了在上面定义的坐标系中创建椭球模型和 GCS 模型。椭球模型需要用到 7 个几何参数：3 个参数在参考坐标系中局部坐标系的原点 $O_E(x'_{ref,E}, y'_{ref,E}, z'_{ref,E})$，或者 $O_E(h_E, \theta_E, \phi_E)$，其中 h_E, θ_E 和 ϕ_E 分别是原点 O_E 在参考坐标系当中的高度、纬度和经度；其他 3 个参数是椭球模型的三个半主轴的长度 a, b 和 c，最后一个参数 γ_E，是主轴 a 与轴 x 的夹角。如图 24 a) 所示，在局部坐标系下确定椭球如下：

$$x'_E = a\cos\mu\cos\nu,\ \ y'_E = b\cos\mu\sin\nu,\ \ z'_E = c\sin\mu \quad , \tag{49}$$

其中，纬度 $0 \leqslant \mu \leqslant 180^0$ 和经度 $0 \leqslant \nu \leqslant 360^0$。当 $a = b = c$ 时，椭球体变为球体。GCS 模型与 Thernisien 等人[28]所用方法不同之处在于原点没有位于太阳中心，且骨架位于 x-z 平面上。

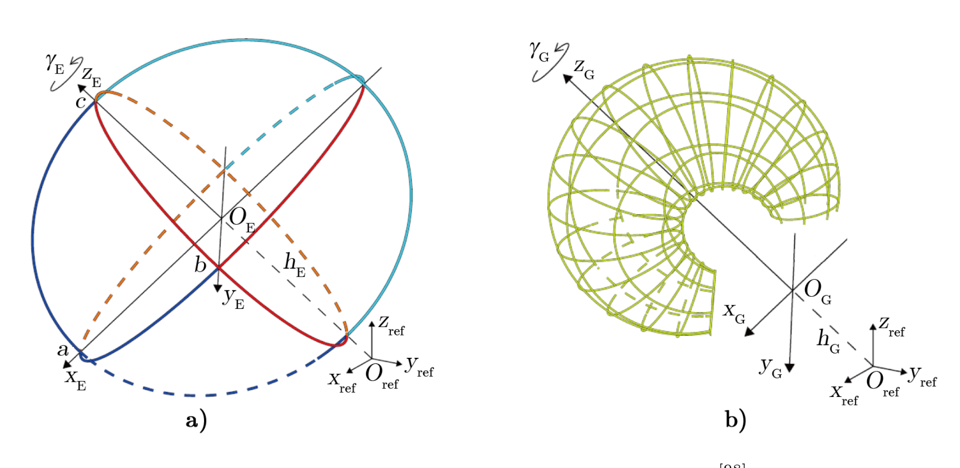


图 24 a) 激波椭球模型；b) GCS 模型示意图[98]

复合模型的构建是一个多次重复的过程。首先要对自由参数进行初步猜测，在参考坐标系下建立椭球模型和 GCS 模型；其次，计算该结构在二维平面上的视图，与航天器观测到的实际图像作对比；然后将计算的观测结果与实际观测到的前沿进行比较；最后将参考坐标系中构建的结构的几何图形转换为观测坐标系 ($X_{\rm sc}$, $Y_{\rm sc}$, $Z_{\rm sc}$)，而观测图像的原点 Osc 位于太阳中心，轴 $X_{\rm sc}$ 朝向观测者，轴 $Y_{\rm sc}$ 和 $Z_{\rm sc}$ 在图像平面上分别指向正西和正北。

为了重构出三维空间中的 CME，必须考虑每个像素点的实际光路，需要将构建的三维结构的坐标分别转换为图像平面向西和向北到图像中心点的角距离 (u,v)。点 (X',Y',Z') 在观测坐标系中的角距离定义如下：

$$u=\tan^{-1}\frac{Y''}{d}\quad,\quad v=\tan^{-1}\frac{Z''}{d}\quad,\tag{50}$$

其中，$Y''=Y'-\Delta Y$, $Z''=Z'-\Delta Z$, $d=D-X'$，参数 ΔY 和 ΔZ 为图像平面上图像中心相对于太阳中心的偏移量。另外，D 是观测者到 YZ 平面的距离，即

$$D=\sqrt{d_{\odot}^{2}-(\Delta Y^{2}+\Delta Z^{2})}\quad,\tag{51}$$

其中，$d_{\odot}$ 是观测者到太阳中心的距离。反复地重复这些过程，直到重构出的几何结构能够很好地重现所有仪器的观测结果。

复合几何模型 (包括椭球模型和 GCS 模型) 应用三个不同视角的观测数据，可以很好地再现 CME 及其驱动激波的三维结构。对于 CME 的三分量结构，最外层微弱的激波边界可以用椭球模型很好地再现，而明亮的 CME 前沿则用 GCS 模型再现。两个前沿与两个不同的几何形状同时拟合表明，它们不是在天空平面上单个三维结构的投影，而是具有本质上不同的三维形态[98]。Liu 等人[105]利用激波椭球模型重构了 CME 和激波的三维几何形状，并将 ENLIL MHD 模拟与局地测量结果进行了比较，发现激波膨胀在日球层激波的范围中起着重要的作用。基于 Liu 等人[105]的激波几何拟合，Zhu 等人[100]结合背景太阳风的稳态 MHD 数据，研究了高能粒子特性，并证明了激波侧翼具有有效的粒子加速度作用。

由于椭球模型对激波的形状有所限制，所依据此反演得到的结果难以给出激波的真实形状和结构。Feng 等人[57]结合对极几何方法[44]，对 2.1.7 节当中介绍的表面拟合方法进行了改进，在研究分析一个具体事件中出现的 CME 激波结构时，重构了 CME 激波的三维表面，得到了该表面形状随时间的演化。他们用激波球体模型、椭球体模型以及 MF 方式重构了激波三维表面。三种方法给出了一致的激波传播方向，而且 MF 方法还可以捕捉到激波波前的凹面结构。

Feng 等人[57]进一步指出，准确重构激波面的三维结构并得到相应的激波参数，对理解激波结构和这些参数与激波加速的太阳高能粒子之间的联系至关重要。此外，基于不同观测设备获得的资料，利用改进的 MF 方法还可以对我们感兴趣的事件进行多方位的研究。

4 不同重建方法应用结果的比较

在前面的章节中，我们介绍了目前国际同行常用的 CME 空间结构三维重构的技术和方法，讨论了各自的优势和仍然存在的可以进一步改进的空间。我们发现，每个重构方法在一定程度上能够较好地重现某一类 CME 的某些特征，但都会在其他的方向与实际情况存在差异。受观测条件和观测位置的限制，这种差异还将在以后存在一段时间。我们在本章中对这些重构方法对具体事件的应用结果做对比，对其优势以及不足做综合评价。

4.1 2007 年 5 月 15 日事件

我们讨论的第一个事件是发生于 2007 年 5 月 15 日的一个 CME，它的源区 AR10956 位置是 N02°E47°，LASCO 给出的 CME 前沿的投影速度为 491 km/s。此时 STEREO 的两个航天器的分离角度约为 8.63°。

Mierla 等人[52]利用 3D-HT 方法得到的 CME 速度约为169 km/s，经度约为 E70°，纬度估计在 N14° 左右。Temmer 等人[45] 利用 TP 方法，通过分析 STEREO-A 和 STEREO-B 的数据分别获得这次事件的经度为 E46° 和 E50°，纬度分别是 N02° 和 N01°，CME 的前沿速度约为 445 km/s。这两种方法得到的结果差异较大，主要原因是 Mierla 等人[52]重构的是 CME 内部，而 Temmer 等人[45]重构的是 CME 的边缘部分。通过这两个结果的比较可以看出，重构 CME 的边缘部分更能反映 CME 的综合信息和大尺度传播特征。

Mierla 等人[20]用另外三种方法再一次分析了该事件，推导得出了 CME 的传播方向和特征的位置 (如表 2 所示)。第一种方法是优化圆柱壳方法 (GCS)。第二种方法是先利用局部相关跟踪法 (LCT) 确定 STEREO-A 和 STEREO-B 两张日冕仪图像的相同特征，之后利用 TP 方法重建 CME，这种方法称为 LCT-TP 方法。第三种方法是通过 TP 重构求其质心 (CM-TP 方法)的三维坐标，先假设汤姆孙散射是各向同性，则像素的亮度与沿各自视线的电子质量密度的积分成正比，而且积分亮度的质心应该等于电子面质量分布的重心在双极面上的投影；然后根据 TP 重构得到每个相交极面上的 CME 质心分布，并研究 CME 质心的传播方向。

表 2 Mierla 等人对 2007 年 5 月 15 日事件使用三种重构方法获得的结果[20]

日期	仪器	方法	平均经度/(°)	平均纬度/(°)
2007-05-15	COR1	LCT(from A)-TP	−68±3	15
2007-05-15	COR1	LCT(from B)-TP	−73±3	15
2007-05-15	COR1	CM-TP	−65±3	7
2007-05-15	COR1	PR-A	−72	8
2007-05-15	COR1	PR-B	−74	10
2007-05-15	COR2	LCT(from A)-TP	−61±3	11
2007-05-15	COR2	LCT(from B)-TP	−65±3	13
2007-05-15	COR2	CM-TP	−66±3	14
2007-05-15	COR2	PR-A	−53	13
2007-05-15	COR2	PR-B	−64	16

Mierla 等人[20]用上述三种方法获得的 CME 纬度和经度的结果基本一致，偏差不超过

10° (如表 2 所示)。但不同方法重构得的 CME 传播方向 (−51°, 7°) 与源区位置差异较大，这可能是由于 CME 在传播过程中发生了径向偏转所导致[106]。

4.2　2007 年 5 月 20 日事件

第二个事件是发生于 2007 年 5 月 20 日的一个与暗条爆发相关的部分晕状 CME。STEREO 两个航天器的分离角度约为 9°。SOHO-LASCO 观测得到的 CME 前沿的投影速度为 275 km/s，这个 CME 的传播方向指向地球。Srivastava 等人[107]应用 TP 方法对此次事件在 COR1 和 COR2 视场中的前沿进行重建，其中 CME 源区位置为 E2°S28° ，前沿的速度是 510 km/s，而重构得到的天空平面的投影速度约是 272 km/s。Mierla 等人[52]利用 3D-HT 技术应用于相同的特征，重建结果得到 CME 源区位置为 E2°S27°，前沿的三维速度是 548 km/s，在天空平面的投影速度约 250 km/s。

TP 方法与 3D-HT 方法相似，且重构位置也相同，得到的前沿的三维速度相近。Srivasta-va 等人[107]在重建的基础上进一步计算了 CME 的三维传播速度以及到达地球的时间，这与地球附近测得的 CME 实际到达时间非常接近，其中的差异可能是由测量误差以及重构方法存在的不完备性所引起的。这也表示如果简单使用投影速度估计传播时间的话会产生很大的误差。因此，对 CME 的三维重构对灾害性空间天气预报具有重要意义

4.3　2007 年 11 月 16 日事件

第三个事件是 2007 年 11 月 16 日观测到的一个西南方向的 CME，当时 STEREO 两个航天器的分离角度为 40°。这个事件的 CME 具有典型的三分量结构，即包括亮前沿、暗腔和亮核，SOHO-LASCO 得到的 CME 前沿的投影速度为 326 km/s。

Howard 和 Tappin [59]利用 TP 方法重构了该事件中 CME 前沿的中间部分，得到的结果给出投影速度为 274.11 km/s，三维速度为 322.71 km/s，CME 源区位置是 S14°W73°。Temmer 等人[45]分别利用 STEREO-A+SOHO 和 STEREO-B+SOHO 的日冕仪数据对此事件的前沿进行三角测量重构。根据两组数据反演得到 CME 源区位置的平均值为 W120°S10°，三维速度的平均值为 403 km/s。Liu 等人[62]根据他们的几何三角测量方法研究了从太阳到 1 AU 的 CME 运动学 (传播方向和径向距离)，将 CME 成像重构与MC 就地重构结果进行对比，并计算出 CME 的源区位置为 S7°W123°，CME 速度为 388 km/s。Thernisien 等人[28]采用 GCS 方法对此事件的磁通量绳进行重构得到 CME 的源区位置是 S14°W123°，三维速度为 345 km/s，投影速度为 289 km/s。

上述结果表明几种重构方法得到的速度都在 350 ∼ 400 km/s 范围内，三维速度都略高于投影速度，但各自得到的速度都不完全相同。这种差异主要是因为三种方法重构针对的 CME 位置有所不同。

4.4　2008 年 3 月 25 日事件

第四个事件是 2008 年 3 月 25 日的一次与暗条爆发有关的 CME，此时，STEREO 两个航天器的分离角度是 47°，LASCO 给出的 CME 前沿的投影速度为 1 103 km/s，源区位置为 S10°E86°。

Liewer 等人[108]利用 TP 方法对这次事件进行重构，得到前沿的三维速度是 1 087 km/s，

前沿位置 S9°E86°。Mierla 等人[20]将 LCT-TP, M-TP 和 PR 三种方法应用到这个事件。对于 COR1 数据，利用 LCT-TP 方法和 CM-TP 获得的源区位置分别是 S15°E89°, S14°E88°，而对于 COR2 数据两种方法的结果分别是 S2 °E88°, S7°E92°。PR 方法获得的源区位置与其它方法在经度方面差别高达 40°，这可能是因为 CME 中心高密度等离子体 (暗条物质) 辐射的偏振度过低，基于目标偏振状态的 PR 重构方法的可靠程度自然会受到影响。Mierla 等人[20] 的主要目的是研究 CME 的传播角度，所以并未给出重构结构的三维速度。Thernisien 等人[28] 利用 GCS 方法对 CME 的磁通量绳进行重构，得到 CME 的速度是 1 130 km/s，源区位置 S12°E84°。

不同方法对这个事件的重构结果给出的源区位置基本一致，重构结果与实际观测结果相差不超过 10°，在误差范围内。Liewer 等人[108]和 Thernisien 等人[28]使用的方法虽然差别明显，但给出的 CME 前沿位置的速度差别不大，大约都是 1 100 km/s。这几种重构方法得到的 CME 传播方向偏差都在 10° 以内，而 Mierla 等人[20] 利用 COR1 数据和 COR2 数据得到的传播方向相差12°左右，这可能是因为 CME 在源区附近发生了偏转。

4.5 2010 年 8 月 7 日事件

第五个事件是 2010 年 8 月 7 日的一个晕状 CME，此时，STEREO 两个航天器的分离角度大约是 150°，LASCO 给出的 CME 前沿的投影速度为 871 km/s。

Feng 等人[55]将几种不同的重建方法应用到这次事件上。这些方法分别是 MF 方法、GCS 方法以及局部相关跟踪加三角测量 (LCT-TR) 方法。根据已有的结果与积累的经验，用 GCS 方法获得的结果较准确，因此本文以 GCS 方法为标准来验证 MF 方法的可靠性，同时计算了利用不同重构方法获得的三维 CME 重心及其经纬度延展范围 (如表 3 所示)。

表 3 对 CME 进行重构得到的相应参数[56] /(°)

方法	经度	纬度	最小经度	最大经度	最小纬度	最大纬度
MF	−13.3	−7.7	−48	−24.7	−42.5	25.35
GCS	−13.4	−7.3	−35.6	−11	−42	27.6
LCT-TR	27.8	2.8	−29.7	89.4	−39.2	39.2

由表 3 可以看出，MF 方法得到的 CME 重心经纬度与 GCS 方法得到的相近，CME 延展的纬度范围相差不大，但是经度延展的范围差别明显。LCT-TR 方法得到的所有结果的偏差都很大，这是因为 LCT 方法的基础是两幅 STEREO 图像上等离子体波动的相关性，这种相关性在 STEREO 双星分离角度过大时的可靠性较低。2010 年 8 月 7 日事件发生时，STEREO-A 和 STEREO-B 之间的分离角度约 150°，导致 LCT-TR 方法重构的结果出现较大偏差。

5 总结和展望

CME 是行星际环境和空间天气扰动的主要源头，对灾害性空间天气的预报需要实时预测 CME 或 ICME 的传播方向和到达地球的时间。虽然 ICME 到达地球的时间是灾害性空间天气预报的重要内容，但是更重要的是 ICME 到达地球时的速度和南向磁场分量 (B_z)；另外，有关 ICME 的三维结构和三维速度的信息也具有重要的参考价值。本文详细介绍了目前常用的几种 CME 成像重构方法和两种 CME 驱动激波的重构方法。这些方法各自以不同的角度强调和重建 CME 的某些重要特征，但是对其他方向的描述则与实际情况相差较大。这说明以现有的观测手段获得的信息还不能反映 CME 的全貌，也难以从中提取出 CME 的完整信息。新的探测方法、观测手段值得进一步探测和研发!

目前使用的 CME 成像重构方法分为两个大类：基于中小视场日冕仪观测数据的重构和基于大视场或超大视场日冕仪 (或日球成像仪) 观测数据的重构。而根据不同的数学方法和所针对的物理特征，各个大类中又包含了不同的小类。本文介绍的基于日冕仪数据重构 CME 的方法包括圆锥模型法、偏振比方法、GCS 模型法、3DCORE 模型法、三角测量法、TP 方法和 MF 方法；除了偏振比方法之外，其他方法都可以得到 CME 的三维几何结构。其中圆锥模型是一种早期描述 CME 几何结构的模型，它没有假设 CME 的前沿特征，并且更适合于描述晕状 CME；但是圆锥模型中没有磁场结构，因此，该方法难以可靠地预测 CME 在地球附近或其他空间位置处的磁场；不过，这个模型在预测 CME 驱动激波是否到达地球以及到达时间方面获得了成功。GCS 对于单个 CME 的三维速度和传播方向的重建效果很好；但是在针对 CME 连续爆发的情况时，拟合精度很低。利用 3DCORE 模型进行重建时，在初始参数的设置中会经常使用 GCS 的拟合结果，重建结果主要是 1 AU 处的磁场信息，这对地磁暴的预测尤为重要。偏振比方法是将一个视点的偏振观测转化为与天空平面的 3D 距离，只能得到沿每条视线的 CME 等离子体密度的距离加权平均，不能提供 CME 的深度信息，也不能提供 CME 的速度和位置信息。三角测量和 TP 方法不需要假设 CME 的几何结构，只要 CME 的特征在图像中可以清晰地分辨，就可以得到比较好的结果，但是这两种方法都不能重构 CME 中的电子密度。而且 TP 方法的一个假设是仿射几何的基本框架成立，所以会有一个放大因子，得到的结果与实际情况会有一定偏差。由 TP 方法发展的 HT 技术有一个独特的优点，可以即时显示运动过程及其速度并且灵敏度高，可以提取最模糊的特征并检测它们的运动。MF 方法在不假设 CME 形状的情况下，能很好地重建CME 表面，使用起来更加灵活；在获得 CME 三维形状之后可以分析其几何中心与主轴尺度等；并且 MF 方法是基于三个视角进行重建的，比基于两个视角的重建得到的结果更准确；MF 方法的缺点是所得的结果没有包括 CME 的内部结构和等离子体分布。

基于日球成像仪数据的重构方法包括几何三角测量、SSE 方法、椭圆演化模型法和相关辅助重构法。SSE 方法和椭圆演化模型都要假设 CME 的几何结构。SSE 方法在 CME 延展角过大或者过小的时候都会导致结果不可信；而延展角不能过大将限制 SSE 模型用于空间天气预报；另外，SSE 模型假设 CME 的前沿是圆形截面。椭圆演化模型假设截面为椭圆

形，这种修正使得模型更灵活，更适合多点观测的自洽建模。几何三角测量相对于前面这两种方法的独特性和优点是：没有自由参数，所做假设少，并且可以对 CME 从太阳连续追踪至 1 AU。相关辅助重构法则针对小尺度太阳风瞬变所提出，对于大尺度 CME 的重构则是将其分解为无数个小 CME。这个方法的优点是不需要假设 CME 的几何结构并可以自动化进行，操作简单，还可以得到三维空间中 CME 的径向速度分布；缺点是只能应用于日地连线附近的 CME，且共面效应会导致共面附近 CME 的纵向定位精度非常低。

CME 驱动激波的三维重构也非常重要，因为 CME 与其激波紧密相关，而激波重构可以给出激波的三维结构和运动学。激波椭球模型叠加 GCS 模型再应用三个不同视角的观测数据，可以很好地再现 CME 及其驱动激波的三维结构。激波球体模型可应用到极端 CME 产生的激波，这种 CME 速度非常快，驱动的激波角宽度非常宽。目前，将激波重构结果与 CME 特性、高能粒子特性、太阳风局地观测作对比，对空间天气的变化和高能粒子加速的研究都具有重要意义，也是空间科学和太阳物理研究中备受关注的热门课题。

如前所述，无论哪种拟合都含有多个自由参数，这些自由参数之间是简并的 (特别是非线性拟合)，所以解不唯一，也不稳定；自由参数越多，解越不确定。因此，引入更多自由参数，虽然带来一定的自由度，但方法的缺点也更明显。这也是没有自由参数的几何三角测量方法的优越性所在。这些重构方法在对 CME 的运动学、动力学的研究方面发挥了重要的作用，但它们都存在一些缺点。首先，这些重构方法都做了很多假设并加上了相应的约束条件；其次，根据三维图的结构原理，由二维图像构造一个目标的三维结构至少需要三幅该目标的二维图像，而且获得这三幅二维图像的观测点与目标的连线不能位于同一平面上，并且这三条连线最好是相互垂直。但是目前我们对太阳及其活动的成像观测基本上都是在黄道面上进行的，所以依据这样的观测数据对我们所研究的目标进行三维重构时，显然还缺少一个维度的信息。

CME 内部磁场结构、密度极值、磁场 B_z 分量即南向磁场分量都是研究 CME 物理本质的重要参数，其中南向磁场分量对预测地磁暴是一个非常关键的量。而 CME 成像重构一般无法提供 CME 内部的磁场信息，所以须先利用一些基于局地观测数据的磁云重构方法来计算磁场相关信息。比如最早的柱对称无力场磁通量绳模型[109, 110]，以及近期的椭圆-圆柱解析磁通量绳模型[111]都可以给出磁云中磁场各个分量以及其他相关信息。还有一种不需要假设磁云横截面的 Grad-Shafranov (GS) 方法，起初是用于研究地球磁层的磁场结构[112]，后来 Hu 等人[113, 114]以及 Liu 等人[115, 116] 发现该方法可以用于磁云中的磁场分析。而 GS 重构的结果则可以通过具有分离角度的多个航天器观测数据进行验证，这要求几颗卫星分离距离较远 (但也不能太远，否则 MC 会被太阳风扭曲) 才能给出观测的一致性，因此 Liu 等人[116]使用 STEREO 和 Wind/ACE 几颗卫星的观测结果进行验证。以前验证只用 Wind 和 ACE，由于这两个卫星距离太近，本质上观测到的是同一结构，无法进行有效验证。还有一些与磁云重构相关的早期代表性工作，可以参见文献[12, 117–119]。今后，CME 成像重构与磁云 (或 ICME) 局地重构之间的对比研究将受到越来越多的关注，因为这可以给出磁通量绳结构和磁场定向的重要信息，如磁通量绳轴的定向、在运动过程中是否发生了旋转等。目前，一些学者已经开展这方面的工作，如 Liu 等人[62]利用 GCS 成像重构获得 CME

的整体结构，再利用 GS 局地重构方法获得 1 AU 附近局部磁通量绳的相关信息；Chen 等人[120] 也有类似的工作等。灾害性空间天气的预报不仅需要 CME 到达地球的时间预报，更需要南向磁场分量 (B_z) 和速度的预报。这就体现了 CME 成像重构结果和磁云 (或 ICME) 局地重构结果之间对比的重要性。

获取这些参数的正确数值有赖于对 CME 三维结构的完备和正确的重构。完备的意思是指在重构的过程中不需要加入任何假设，也不需要依赖任何模型，只依赖于来自三个相互垂直的视角的观测资料。当然，目前的观测资料还不能满足这个要求，因此，所使用的重构方法都包含相应的假设或者依赖于某个模型。克服这些困难的唯一出路在于开展在黄道面以外的观测，而 2020 年欧洲发射的太阳轨道器 (solar orbiter)[121] 则实现了黄道面外的观测。太阳轨道器携带日冕仪和日球仪与太阳的距离约 0.28 AU，虽然没有比帕克太阳探针(Parker Solar Probe)[122] 更接近太阳，但它相对于黄道面的倾角更大，能够从更高纬度对太阳进行观测。所以利用太阳轨道器的观测数据重构三维 CME，将会为我们揭示更多的 CME 三维信息，帮助我们更加深入、全面地研究 CME 的内部磁场结构和等离子体分布。如果还能够对太阳进行抵近观 (探) 测[123]，我们对 CME/ICME 的重构过程就会更可靠，据此进行的相应预报也将会更加准确。

致谢

衷心感谢二位审稿人在百忙当中为我们审稿，给我们提出了非常有价值和指导意义的意见和修改建议，使我们稿件的质量得到了明显提高。

参考文献：

[1] Yurchyshyn V, Yashiro S, Abramenko V, et al. ApJ, 2005, 619: 599
[2] Illing M, Hundhausen A J. JGR, 1985, 90(A1): 275
[3] Domingo V, Fleck B, Poland A I. Solar Physics, 1995, 162: 1
[4] Brueckner G E, Howard R A, Koomen M J, et al. Solar Physics, 1995, 162: 357
[5] Kaiser M L, Kucera T A, Davila J M, et al. Space Science Reviews, 2008, 136: 5
[6] Howard R A, Moses J D, Vourlidas A, et al. Space Science Reviews, 2008, 136: 67
[7] Eyles C J, Harrison R A, Davis C J, et al. Solar Physics, 2009, 254: 387
[8] Roussev I I, Galsgaard K, Downs C, et al. Nature Physics, 2012, 8(11): 845
[9] Patsourakos S, Vourlidas A, Trk T, et al. Space Science Reviews, 2020, 216(8): 1
[10] Zurbuchen T H, Richardson I G. Space Science Reviews, 2006, 123: 31
[11] Burlaga L, Sittler E, Mariani F, et al. JGR, 1981, 86(A8): 6673
[12] Marubashi K. Adv in Space Res, 1986, 6: 335
[13] Isavnin A. APJ, 2016, 833(2): 267
[14] Zhao X P, Plunkett S P, Liu W. JGR, 2002, 107: 1223
[15] Odstrcil D, Riley P, Zhao X P. JGR, 2004, 109: A02116
[16] Xie H, Ofman L, Lawrence G. JGR, 2004, 109: A03019
[17] Schwenn R, Dal Lago A, Gonzalez W D, et al. AGU Fall Meeting Abstracts, 2001
[18] Moran T G, Davila J M. Science, 2004, 305: 66
[19] Dere K P, Wang D, Howard R. ApJL, 2005, 620: L119

[20] Mierla M, Inhester B, Marqué C, et al. Solar Physics, 2009, 259: 123
[21] Moran T G, Davila J M, Thompson W T, et al. ApJ, 2010, 712: 453
[22] Dai X H, Wang H N, Huang X, et al. ApJ, 2015, 801: 39
[23] Lu L, Inhester B, Feng L, et al. ApJ, 2017, 835: 188
[24] Hulst H. Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands, 1950, 10: 187
[25] Thernisien A, Howard R A, Vourlidas A. ApJ, 2006, 652: 763
[26] Fisher R, Munro R H. ApJ, 1984, 280: 428
[27] Cremades H, Bothmer V. A&A, 2004, 422: 307
[28] Thernisien A, Vourlidas A, Howard R A. Solar Physics, 2009, 256: 111
[29] Thernisien A. ApJS, 2011, 194: 33
[30] Colaninno R, Vourlidas A. ApJ, 2009, 698: 852
[31] Zhao X W, Liu Y D, Hu H, et al. ApJ, 2019, 882: 122
[32] Liu Y D, Zhao X W, Zhu B. ApJ, 2017a, 849: 112
[33] Möstl C, Amla K, Hall J R, et al. ApJ, 2014, 787: 119
[34] Möstl C, Farrugia C J, Biernat H K, et al. Solar Physics, 2009, 256: 427
[35] Möstl C, Amerstorfer T, Palmerio E, et al. Space Weather, 2018, 16: 216
[36] Lin J, Raymond J C, van Ballegooijen A A. ApJ, 2004, 422: 435
[37] Farrugia C J, Janoo L A, Torbert R B, et al. AIP, 1999, 471: 745
[38] Hu Q, Qiu J, Dasgupta B, et al. ApJ, 2014, 793: 53
[39] Vršnak B, Žic T. A&A, 2007, 472: 937
[40] Vršnak B, Žic T, Vrbanec D, et al. Solar Physics, 2013, 285: 295
[41] Vemareddy P, Möstl C, Amerstorfer T, et al. ApJ, 2016, 828: 12
[42] Temmer M, Nitta N V. Solar Physics, 2015, 290: 919
[43] Wood B E, Wu C C, Lepping R P, et al. ApJS, 2017, 229: 29
[44] Inhester B. arXiv preprint, astro-ph/0612649, 2006
[45] Temmer M, Preiss S, Veronig A M. Solar Physics, 2009, 256: 183
[46] Howard T A, Webb D F, Tappin S J, et al. JGR, 2006, 111: 4105
[47] Vourlidas A, Howard R A. ApJ, 2006, 642: 1216
[48] Howard T A, Nandy D, Koepke A C. JGR, 2008, 113: A01104
[49] Aschwanden J M, Burlaga L, Kaiser M, et al. Space science reviews, 2008, 136: 565
[50] Liewer P C, De Jong E M, Hall J R, et al. Solar Physics, 2009, 256: 57
[51] Srivastava N, Inhester B, Mierla M, et al. Solar Physics, 2009, 259: 213
[52] Mierla M, Davila J, Thompson W, et al. Solar Physics, 2008, 252: 385
[53] De Koning C A, Pizzo V J, Biesecker D A. Solar Physics, 2009, 256:167
[54] Sheeley N R Jr, Walthers J H, Wang Y H, et al. JGR, 1999, 104: 24739
[55] Feng L, Inhester B, Wei Y, et al. ApJ, 2012, 751: 18
[56] Feng L, Inhester B, Mierla M. Solar Physics, 2013, 282: 221
[57] Feng L, Lu L, Inhester B, et al. Solar Physics, 2020, 295: 141
[58] Pizzo V J, Biesecker D A. Geophys Res Lett, 2004, 31: L21802
[59] Howard T A, Tappin S J. Solar Physics, 2008, 252: 373
[60] Maloney S A, Gallagher P T, McAteer R T J. Solar Physics, 2009, 256: 149
[61] Liu Y, Davies J A, Luhmann J G, et al. ApJL, 2010a, 710: L82
[62] Liu Y D, Thernisien A, Luhmann J G, et al. ApJ, 2010b, 722: 1762
[63] Lugaz N, Hernandez-Charpak J N, Roussev I I, et al. ApJ, 2010a, 715: 493
[64] Davies J A, Perry C H, Trines R M G M, et al. ApJ, 2013, 777: 167
[65] Mishra W, Srivastava N. ApJ, 2013, 772: 70
[66] Mishra W, Srivastava N, Davies J A. ApJ, 2014, 784: 135
[67] Volpes L, Bothmer V. Solar Physics, 2015, 290: 3005
[68] Liu Y, Luhmann J G, Lugaz N, et al. ApJ, 2013, 769: 45

[69] Liu Y, Hu H, Wang C, et al. ApJS, 2016, 222: 23
[70] Davies J A, Harrison R A, Perry C H, et al. ApJ, 2012, 750: 23
[71] Rouillard A P, Davies J A, Forsyth R J, et al. Geophysical Research Letters, 2008, 35: L10110
[72] Lugaz N. Solar Physics, 2010b, 267: 411
[73] Möstl C, Rollett T, Lugaz N, et al. ApJ, 2011, 741: 34
[74] Savani N P, Owens M J, Rouillard A P, et al. ApJ, 2011, 731: 109
[75] Möstl C, Davies J A. Solar Physics, 2013, 285: 411
[76] Möstl C, Rollett T, Frahm R A, et al. Nature Communications, 2015, 6: 7135
[77] Yashiro S, Michalek G, Akiyama S, et al. ApJ, 2008, 673: 11174
[78] Tobiska W K, Knipp D, Burke W J, et al. Space Weather, 2013, 11: 490
[79] Wang R, Liu Y D, Dai X, et al. ApJ, 2015, 814: 80
[80] Janvier M, Démoulin P, Dasso S. A&A, 2014, 565: A99
[81] Li X, Wang Y, Liu R, et al. JGR, 2018, 123: 7257
[82] Li X, Wang Y, Liu R, et al. JGR, 2020, 125: e27513
[83] Li X, Wang Y, Guo J, et al. A&A, 2021, 649: A58
[84] Howard T A, DeForest C E, Reinard A A. ApJ, 2012, 754: 102
[85] Delannée C, Aulanier G. Solar Physics, 1999, 190: 107
[86] Chen P F, Wu S T, Shibata K, et al. 2002, ApJL, 572: L99
[87] Warmuth A, Vršnak B, Magdalenić J, et al. A&A, 2004, 418: 1101
[88] Chen P F. ApJ, 2009, 698: 112
[89] Warmuth A, Mann G. A&A, 2011, 532: A151
[90] Asai A, Ishii T T, Isobe H, et al. ApJL, 2012, 745 L18
[91] Cheng X, Zhang J, Olmedo O, et al. ApJL, 2012, 745: L5
[92] Liu W, Ofman L, Nitta N V, et al. ApJ, 2012, 753: 52
[93] Kwon R Y, Ofman L, Olmedo O, et al. ApJ, 2013, 766: 55
[94] Kwon R Y, Kramar M, Wang T, et al. ApJ, 2013, 776: 55
[95] Uchida Y. PASJ, 1960, 12: 376
[96] Wagner W J, MacQueen R M. A&A, 1983, 120: 136
[97] Vourlidas A, Ontiveros V. AIP Conf. proc, 2009, 1183: 139
[98] Kwon R Y, Zhang J, Olmedo O. ApJ, 2014, 794: 148
[99] Liu Y D, Hu H, Zhu B, et al. ApJ, 2017b, 834: 158
[100] Zhu B, Liu Y D, Kwon R Y, et al. APJ, 2021, 921: 26
[101] Rouillard A P, Plotnikov I, Pinto R F, et al. ApJ, 2016, 833: 45
[102] Lario D, Kwon R Y, Vourlidas A, et al. ApJ, 2016, 819: 72
[103] Hess P, Zhang J. ApJ, 2014, 792: 49
[104] Liu Y D, Luhmann J G, Kajdič P, et al. NatCo, 2014, 5: 3481
[105] Liu Y D, Zhu B, Zhao X. ApJ, 2019, 871: 8
[106] St.Cyr O C, Burkepile J T, Hundhausen A J, et al. JGR, 1999, 104: 12493
[107] Srivastava N, Inhester B, Mierla M, et al. Solar Physics, 2009, 259: 213
[108] Liewer P C, De Jong E M, Hall J R, et al. AIP, 2010, 1216: 412
[109] Burlaga L F. JGR, 1988, 93: 7217
[110] Lepping R P, Jones J A, Burlaga L F. JGR, 1990, 95: 11957
[111] Nieves-Chinchilla T, Linton M G, Hidalgo M A, et al. ApJ, 2018, 861: 139
[112] Hau L, Sonneru B U O. JGR, 1999, 104(A4): 6899
[113] Hu Q, Sonnerup B U Ö. JGR (Space Physics), 2002, 107: 1142
[114] Hu Qi, Smith C W, Ness N F, et al. JGR, 2004, 109: A3
[115] Liu Y, Richardson J D, Belcher J W, et al. JGR (Space Physics), 2006, 111: A12S03
[116] Liu Y, Luhmann J G, Huttunen K E J, et al. ApJL, 2008, 677: L133
[117] Bothmer V, Schwenn R. Annales Geophysicae, 1998, 16: 1

[118] Osherovich V A, Farrugia C J, Burlaga L F, et al. JGR, 1993, 98: 13225
[119] Farrugia C J, Osherovich V A, Burlaga L F. Geophys Res, 1995, 100: 12293
[120] Chen C, Liu Y D, Wang R, et al. ApJ, 2019, 884: 90
[121] Müller D, Marsden R G, St. Cyr O C, et al. Memorie della Societa Astronomica Italiana, 2013, 84: 396
[122] Fox N J, Velli M C, Bale S D, et al. Space Science Reviews, 2016, 204: 7
[123] 林隽, 黄善杰, 李燕, 等, 空间科学学报, 2021, 41: 2

Advances in 3D Reconstruction of Coronal Mass Ejections

ZHAO Xing-mei[1,2], FENG Li [3], SONG Hong-qiang [4], LIN Jun[1,2]

(1. Yunnan Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011, China; 2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China; 3. Purple Mountain Observatory, Nanjing 210023, China; 4. Shan Dong University, Weihai 264209, China)

Abstract: Coronal mass ejection (CME) is the large scale magnetized plasmoid ejected from the Sun, which brings huge amount of magnetic flux and plasma into interplanetary space. An earthward CME will interact with the magnetosphere of the Earth and invokes the substorm and the other phenomena of the space weather as it approaches to the Earth. The 2-dimansional data provided by the current observational techniques cannot describe the true magnetic structure and the plasma distribution of CMEs comprehensively. We need to look into the 3-dimensional structure and the associated three components of CME speeds in order to predict the time when an ICME reaches the Earth and the potential consequent impact on the Earth and the nearby environment. In this paper, 3D reconstruction methods of CME based on existing imaging observations are introduced, including two kinds of reconstruction methods based on coronagraph data and heliosphere imager data and CME-driven shock wave 3D reconstruction methods with high correlation with CME imaging reconstruction. Each method shows apparent advantages in dealing with specific events, but its weakness and necessary constrains to its applications exist as well. Results obtained via various methods are compared in this work, and we found that CME velocities and moving directions deduced from these methods are fairly close to one another, which shows high reliability of these methods. Finally, the hot topics related to the 3-dimanesional reconstruction of CME (ICME) and the relevant development in reconstructing methods are also discussed.

Key words: corona; coronal mass ejection; 3D reconstruction